PHYSIQUE ET BIOPHYSIQUE

P.C.E.M.

bases de l'utilisation médicale et biologique des radiations

J. Dutreix
A. Desgrez
B. Bok
C. Chevalier

4

MASSON & CIE

CHEZ LE MÊME ÉDITEUR

Dans la même collection :

MÉCANIQUE, THERMODYNAMIQUE, PHYSICO-CHIMIE *(Fasc. 1)*, par C. BENEZECH, J. LLORY et collaborateurs *(4e trim. 1972)*.

ÉLECTRICITÉ, ÉLECTROPHYSIOLOGIE, ÉLECTRONIQUE *(Fasc. 2)*, par L. GOUGEROT *(4e trim. 1972)*.

BIOPHYSIQUE SENSORIELLE *(Fasc. 3)*, par M. BURGEAT, Y. GRALL et D. LOTH *(4e trim. 1972)*.

PRODUCTION DES RAYONS X. *Leur application en radiographie médicale et industrielle*, par Y. DURIEZ. 1971, 158 pages, 86 figures, 14 tableaux.

NOTIONS D'ÉLECTRONIQUE APPLIQUÉE A LA BIOLOGIE, par P. GUÉRIN. 1966, 192 pages, 110 figures.

LES RADIOÉLÉMENTS. *Production, dosage, applications*, par D. BLANC. Avec un chapitre par L. Commanay. 1966, 288 pages, 83 figures, 63 tableaux.

BASES PHYSIQUES DE LA RADIOTHÉRAPIE ET DE LA RADIOBIOLOGIE, par M. TUBIANA, J. DUTREIX et collaborateurs. 1963, 812 pages, 352 figures.

LA SÉMIOLOGIE SCINTIGRAPHIQUE DU FOIE. *Atlas pratique*, par A. DESGREZ et N. PAPANICOLAOU. 1967, 40 pages, plus un atlas de 33 figures.

PHYSIQUE
ET
BIOPHYSIQUE
(P. C. E. M.)

4

BASES DE L'UTILISATION MÉDICALE ET BIOLOGIQUE DES RADIATIONS

PAR

J. DUTREIX
A. DESGREZ, B. BOK, C. CHEVALIER

MASSON ET Cie ÉDITEURS
120, Boulevard Saint-Germain, PARIS-6e
1973

Tous droits de traduction, d'adaptation et de reproduction par tous procédés réservés pour tous pays.

La loi du 11 mars 1957 n'autorisant, aux termes des alinéas 2 et 3 de l'article 41, d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale, ou partielle, faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause, est illicite » (alinéa 1er de l'article 40).

Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles 425 et suivants du Code pénal.

© *Masson et Cie, Paris*, 1972

LIBRARY OF CONGRESS CATALOG CARD NUMBER : 72-87 689

ISBN : 2-225 35563-0

Imprimé en France

PRÉFACE

LORSQUE NOS JEUNES BACHELIERS *déferlent vers les études médicales, beaucoup d'entre eux découvrant les réjouissances qui les attendent, se sentent envahis de sentiments complexes faits d'étonnement, d'ennui, parfois d'indignation, et qui, finalement se cristallisent dans une acceptation résignée face à l'inévitable !*

Il n'est pas aisé de rester optimiste devant ces tristes constatations ; et si l'enthousiasme de quelques-uns est relativement apaisant, c'est de l'adhésion de tous — ou de la plupart — dont nous avons besoin. Ces quelques lignes de présentation et surtout l'ouvrage présenté voudraient essayer de les convaincre que nos enseignements de Physique et de Biophysique ont une finalité et qu'en tant que tels, ils sont irremplaçables.

En fait, de quoi s'agit-il ?

Malgré les efforts d'information souvent réels mais probablement insuffisants, trop de nos étudiants ignorent, au seuil des études médicales, que notre premier cycle d'une durée de deux années comporte des enseignements de caractère prémédical certes, mais néanmoins nettement scientifiques. Le traumatisme alors ressenti est douloureux ; il s'en dégage comme une sorte de tromperie voire même de tricherie. Nos jeunes néophytes pensaient : malade, hôpital, soins, on leur répond : vecteurs, physico-chimie, radiations ! Si l'on n'y prend garde, le dialogue est rapidement compromis, et les occasions manquées se rattrapent difficilement.

Il est donc probable que, pour trop de nos étudiants, le choix qu'ils ont fait de la carrière médicale est dû beaucoup plus à l'attrait d'une profession *qu'à l'intérêt porté aux études nécessaires pour y parvenir. Cette difficulté est d'ailleurs assez générale dans la plupart des orientations pour lesquelles il n'y a pas nécessairement coïncidence entre l'aptitude pour le but et les dispositions pour les moyens. Si le terme de vocation garde encore un sens, celui-ci n'a vraiment sa plénitude que si le goût du métier va de pair avec le goût pour les études qui le conditionnent.*

Dès qu'il s'agit de Médecine, la difficulté est plus grande encore de par le caractère ambigu et parfois contradictoire de ce que l'on attend du médecin. C'est bien entendu du médecin praticien qu'il s'agit car les problèmes posés par la formation des futurs hospitalo-universitaires sont d'un autre ordre.

Le médecin, nous le souhaiterions complet ; en ce sens la formation qu'il reçoit doit éveiller et développer la rigueur dans l'analyse, l'intelligence dans la synthèse, la nuance dans l'interprétation, la prudence dans la conclusion, le sens de l'humain dans les contacts.

Il nous appartient, à nous fondamentalistes et particulièrement à nous Biophysiciens, de faire de nos disciplines un des instruments de cette formation.

Lorsqu'on se prend à rêver, on imagine en fin d'étude un médecin qui, de la Physique et de la Biophysique enseignées au premier cycle aurait tout oublié, pour lequel la loi d'Ohm, la notion de radiation électromagnétique, l'ultracentrifugation, les potentiels d'action... et tant d'autres seraient des souvenirs enfouis à condition qu'à propos de ces questions plus ou moins rébarbatives, plus ou moins agréablement assimilées, l'étudiant ait pu découvrir une certaine manière d'être.

Trop souvent nos collègues cliniciens pensent que nous voulons que nos étudiants sachent *de la Biophysique. Si, par notre comportement nous leur donnons cette impression, je pense que nous avons échoué ; il n'est guère indispensable de connaître la Physique des rayons X pour les utiliser en médecine opportunément ; il n'est pas davantage nécessaire de se rappeler la définition du* p*H pour explorer un malade atteint de déséquilibre acido-basique. Si l'enseignement de la Physique et de la Biophysique du P. C. E. M. vise à ce que l'étudiant* sache et retienne *des notions estimées importantes, je pense pour ma part qu'il serait plus utile d'apprendre par cœur la liste des spécialités remboursées par la Sécurité Sociale.*

C'est l'être et non l'avoir que nous voudrions promouvoir. En ce sens, le médecin n'est ni un infirmier supérieur, ni un technicien, ni un collectionneur de recettes thérapeutiques. Si nécessairement il deviendra un peu tout cela, il doit, avant tout, être et rester un observateur pénétrant de l'être vivant dont il essaie, à l'aide de mécanismes logiques, *d'analyser le comportement, ne serait-ce que pour constater bien souvent l'insuffisance de cette analyse. Nous voudrions que le médecin sache raisonner et que, par ce moyen, il puisse mesurer à la fois ses possibilités et ses limites. Nous voudrions qu'il apprenne à comprendre ce qu'il apprend et qu'il s'efforce d'utiliser sa mémoire dans un contexte rationnel. Nous voudrions enfin que de l'enseignement*

reçu, il ait non beaucoup retenu, mais gardé définitivement l'empreinte, moule indélébile qui reste quand on a tout oublié, énergie potentielle assoupie permettant tous les réveils.

* *
*

L'objectif de la Physique est l'étude des propriétés générales de la matière ; celui de la Biophysique est le même mais pour la matière qui vit. Dans un cas, comme dans l'autre, il s'agit d'établir des relations entre des phénomènes qui se conditionnent, et d'en déduire un schéma explicatif. Mais comme l'explication n'évolue pas dans le vide, à la base de toute étude qui se veut formatrice *se trouve la nécessité de connaître les faits. Et cela, nos étudiants doivent l'admettre même si l'effort exigé est important car il est indispensable. Les études de Physique à ce niveau, ne sont pas plus difficiles que les autres, si l'on veut bien accepter un minimum de discipline ; et il en va de même du léger appareil mathématique indispensable qui ne demande qu'un peu de bonne volonté.*

L'acceptation de ces impératifs ne peut manquer de produire ses effets mais encore faut-il y croire — et il nous appartient de communiquer cette foi. Tel est l'objet de la tentative que représente cet ouvrage en quatre fascicules auquel je souhaite de nombreux lecteurs. La conception générale a été, dans chacune des parties, d'établir le lien aussi clairement que possible entre les bases scientifiques et leurs applications médicales, ce qui nous paraît primordial. Nous souhaitons bien sûr convaincre les étudiants de cette nécessité ; mais ceux-ci ne seront convaincus que si les enseignants le sont. En pratique, puis-je me permettre de souhaiter que, dans la mesure du possible, et pour chacun des quatre groupes de problèmes abordés, une même équipe enseignante prenne la responsabilité à la fois de la partie relativement théorique et de ses applications assurant ainsi la continuité souhaitable ?

Comme il est difficile d'être juge et partie, je m'abstiendrai d'émettre une quelconque opinion sur ces livres. Quatre équipes, trois Parisiennes et une Montpelliéraine ont réuni leurs efforts et se sont efforcées de présenter un travail didactique et cohérent dont voici les grandes divisions :

— Le Tome I, fondamental par certains côtés, traite de la matière, de ses transformations et de la matière vivante à l'état statique et dynamique.

— Le Tome II, regroupant Électricité, Électrophysiologie générale et

Électronique, recouvre, avec les principes essentiels. les immenses possibilités actuelles de l'électronique au service des explorations fonctionnelles.

— Le Tome III, sous le nom de Biophysique sensorielle, rappelle les notions physiques fondamentales permettant de comprendre le fonctionnement des organes des sens et les méthodes d'exploration.

— Enfin, le Tome IV traite des bases physiques de l'utilisation médicale et biologique des radiations : le titre volontairement modeste explicite le programme.

D'aucuns trouveront trop copieux tels ou tels développements, ce qui est certainement exact pour un programme d'examen. Mais un livre n'est pas qu'un cours et il appartient à l'enseignant d'opérer un choix.

On me pardonnera aussi une autre ambition : dans la période « d'autonomie universitaire » que nous vivons actuellement, il y a, semble-t-il, beaucoup de diversité à l'intérieur des disciplines enseignées. Pouvons-nous espérer que les grandes divisions faites ici aient un assentiment assez vaste pour devenir un accord tacite ? Puissions-nous avoir contribué, sans nuire à la nécessaire personnalisation de l'enseignement supérieur, à rendre plus cohérente la préparation d'examens qui conduisent à des diplômes nationaux.

C. BÉNÉZECH.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION. 1

PREMIÈRE PARTIE

Matière et Énergie.

CHAPITRE PREMIER. — *Grandeurs et unités* 3

CHAPITRE II. — *Particules et radiations* . 7

Particules matérielles 7
Rayonnement électromagnétique et photon . 9
Dualité onde-corpuscule 12

CHAPITRE III. — *Structure énergétique de la matière.* 14

Les atomes 14
L'énergie de liaison 15
La structure électronique des atomes. 16
Absorption et émission d'énergie par la structure électronique de l'atome. 22
Absorption d'énergie par les molécules 25

DEUXIÈME PARTIE

Interaction des rayonnements ionisants avec la matière.

CHAPITRE PREMIER. — *Interactions des électrons avec la matière* . 31

Aspects généraux de l'interaction d'un électron avec une autre particule chargée 32
Collision (interaction électron-électron) 34
Freinage. Perte d'énergie par freinage 35
Pouvoir d'arrêt total 36
Longueur de trajectoire et parcours apparent 38

CHAPITRE II. — *Effets élémentaires produits dans le milieu* 39

CHAPITRE III. — *Particules lourdes chargées et neutrons* 41

CHAPITRE IV. — ***Interactions des photons avec la matière*** . 44

Mécanisme des interactions entre les photons et les particules matérielles 44
Coefficient d'atténuation 48
Coefficient massique d'atténuation 53
Coefficient d'absorption. Coefficient de diffusion 54

TROISIÈME PARTIE

Production des rayonnements et radioactivité.

CHAPITRE PREMIER. — ***Production des rayons X***. 57

Spectre caractéristique 58
Spectre continu 58
Paramètres influant sur le spectre continu . . 61
Spectre réel du rayonnement sortant du tube . 62
Tubes émetteurs de rayons X 63

CHAPITRE II. — ***Radioactivité*** 69

Constitution des noyaux . 69
L'état radioactif. . . . 72
Décroissance radioactive . 75
Types de désintégration . 78

QUATRIÈME PARTIE

Détection des particules et mesures des faisceaux.

CHAPITRE PREMIER. — ***Les compteurs*** . 86

Principes géneraux 86
Détecteurs à gaz. 92
Détecteurs solides ou liquides. 96

CHAPITRE II. — ***Dosimétrie*** . 102

Le faisceau en un point. . . 102
La dose absorbée et sa mesure 103
Relation entre dose et fluence. 106
Exposition 108

CHAPITRE III. — ***Le faisceau de RX et*** γ . 112

Faisceau dans l'air 113
Faisceau dans un milieu matériel homogène 113
Rôle de la diffusion. 118
Sources internes. 121

CINQUIÈME PARTIE

Applications médicales.

CHAPITRE PREMIER. — ***Radiodiagnostic*** . 123

Formation de l'image radiologique 123
Transformation de l'image radiante en image lumineuse . 127
Vision en radiodiagnostic 129
Causes de flou de l'image 130
Influence du rayonnement diffusé (grilles anti-diffusantes). 132
Tomographie. 133

CHAPITRE II. — ***Applications médicales des radioéléments, études fonctionnelles*** 135

Techniques isotopiques *in vitro* 136
Problèmes généraux des techniques *in vivo* . . 138
Méthodes isotopiques d'analyse cinétique . . 141
Méthodes cliniques d'investigation fonctionnelle. 147

CHAPITRE III. — ***Études scintigraphiques***. 152

SIXIÈME PARTIE

Action des radiations sur la matière vivante. Radiobiologie.

INTRODUCTION. 163

CHAPITRE PREMIER. — ***Radiochimie*** . . 164

Rappel des événements physiques initiaux . . 164
Radiochimie générale 164
Lésions des acides désoxyribonucléiques (ADN) 170

CHAPITRE II. — ***Conséquences d'une irradiation au niveau cellulaire***. 174

Mort cellulaire 174
Action sur le cycle cellulaire . 183
Mutations 189

CHAPITRE III. — ***Conséquences au niveau des populations cellulaires***. 191

Évolution spontanée d'une population cellulaire . . . 191
Cinétique d'une population après une irradiation unique . 194

CHAPITRE IV. — ***Radiobiologie des radiations non ionisantes*** . 197

Définition. 197
Absorption de l'énergie. . 197
Action biologique des U. V 198

CHAPITRE V. — ***Radiothérapie*** . 203

CHAPITRE VI. — ***Dangers des radiations et protection*** 210

APPENDICE I. — ***Distribution spectrale*** 216

APPENDICE II. — ***Logarithmes. Exponentielles*** . 221

Rappel sur les logarithmes. 221
Fonction exponentielle 222
Représentation graphique de la fonction exponentielle. 225
Papier log-log 228
Utilisation générale du papier semi-log 229

INDEX ALPHABÉTIQUE . 231

INTRODUCTION

Les radiations ou rayonnements sont constitués par des flux de particules en mouvement rapide de nature et d'énergie cinétique variée. Les radiations sont produites par des phénomènes spontanés, la désintégration des atomes radio-actifs (naturels ou artificiels) ou par l'accélération artificielle des particules.

Elles ont en médecine et en biologie de nombreuses applications.

La plus courante est l'utilisation des RX en *radiodiagnostic* : l'atténuation différente des RX selon la nature des milieux traversés permet de réaliser une « image » des organes internes qui permet leur examen.

La seconde dans l'ordre d'importance pratique est l'utilisation des *isotopes radio-actifs*. Par le rayonnement qu'ils émettent, ils peuvent être détectés au sein de l'organisme ; on peut étudier le volume qu'ils occupent, les mouvements qu'ils subissent et obtenir ainsi des renseignements sur les caractéristiques morphologiques ou fonctionnelles de nombreux organes ou systèmes physiologiques.

Les radiations ont des effets biologiques qui sont applicables en *thérapeutique*. Le plus courant de ces effets est la destruction cellulaire, qui peut être rendue relativement sélective ; la radiothérapie est le mode essentiel du traitement de nombreux cancers.

Les effets biologiques des radiations sont aussi à l'origine d'une *pathologie* particulière dont l'importance croît avec le développement médical et industriel de l'utilisation des radiations.

Enfin, les radiations représentent *un instrument d'étude* indispensable dans de multiples domaines de la Recherche, tout particulièrement en biochimie, physiologie et biologie cellulaire. Elles permettent l'analyse de phénomènes à une échelle beaucoup plus petite et avec une précision très supérieure à celle des autres techniques qu'elles ont étayées ou remplacées.

L'importance actuelle des radiations, les perspectives de leur développement, imposent au Médecin et au Biologiste de connaître les principes de leurs utilisations.

C'est dans cette perspective de l'application médicale des rayonnements que cet Abrégé de Biophysique a été conçu.

Les notions physiques de base sont limitées aux connaissances nécessaires pour comprendre les propriétés des rayonnements et leurs interactions avec les milieux matériels.

Les applications médicales reposent sur ces phénomènes physiques. Elles ne sont considérées que dans leurs principes généraux, illustrés de quelques exemples, pour permettre de comprendre les utilisations particulières qui apparaîtront dans les diverses matières médicales.

PREMIÈRE PARTIE

MATIÈRE ET ÉNERGIE

CHAPITRE PREMIER

GRANDEURS ET UNITÉS

Le système légal est le système MKSA, mais en raison de la faible valeur des quantités rencontrées en pratique, ou en raison des techniques particulières permettant d'atteindre ces quantités, il est usuel d'utiliser des sous-multiples des unités ou des unités particulières hors du système de base (tableau I).

1° Masse.

La masse m d'un corps se définit par le quotient $\frac{f}{\gamma}$ où γ représente l'accélération que subit le corps lorsqu'on lui applique la force f. En vertu du *Principe de relativité*, elle n'est pas une constante pour un corps donné, et varie avec la vitesse v à laquelle il se déplace selon :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

relation où c représente la vitesse de la lumière dans le vide soit 2,9979 10^8 m/s (souvent arrondie à 3.10^8 m/s), et m_0 la valeur de la masse au repos ($v = 0$) ; m ne diffère pas sensiblement de m_0 tant que v reste petit devant c.

Tableau I. — GRANDEURS ET UNITÉS

Grandeur		*Unités légales* (MKSA)		*Unités usuelles* sous-multiples ou hors système		
Longueur	ℓ	Mètre	m	Micro-mètre	μm	10^{-6} m
				Nanomètre	nm	10^{-9} m
				Angström	Å	10^{-10} m
Masse	m	Kilogramme	kg	Gramme	g	10^{-3} kg
				Unité de masse atomique	uma	$\frac{1}{\mathcal{N}}\ 10^{-3}$ kg
Temps	t	Seconde	s			
Charge électrique	q	Coulomb	C	Charge de l'électron	e	1,602 10 10^{-19} C
Énergie	E	Joule	J	Erg		10^{-7} J
				Électron Volt	eV	1,602 10 10^{-19} J

Constantes universelles

Nombre d'AVOGADRO	$\mathcal{N}$	= 6,022 52 10^{23}
Vitesse de la lumière dans le vide	c	= 2,997 92 10^{8} ms^{-1}
Charge de l'électron	e	= 1,602 10 10^{-19} C
Constante de BOLTZMANN	k	= 1,380 54 10^{-23} JK^{-1}
		= 8,617 06 10^{-5} eVK^{-1}
Constante de PLANCK	h	= 6,625 6 10^{-34} Js
		= 4,135 6 10^{-15} eVs

Les valeurs choisies sont celles adoptées par le « National Bureau of Standards », masses rapportées à ^{12}C.

La *masse atomique*, ou *atome gramme*, est la masse d'un nombre constant d'atomes, le *nombre d'Avogadro*, $\mathcal{N} = 6{,}022\ 52\ 10^{23}$; le nombre $\mathcal{N}$ a été choisi de façon telle que dans *le système des masses atomiques*, le carbone 12 ait la valeur exacte 12 g. L'hydrogène a une masse atomique de 1,0078 25 g et l'oxygène 16 une masse atomique de 15,994 91 g.

De son côté, la masse de 1 atome de carbone 12 vaut $\frac{12}{\mathcal{N}}$ grammes.

L'*unité de masse atomique*, **uma**, est une unité hors système, appropriée à l'échelle des atomes considérés individuellement ainsi qu'à l'échelle des particules. On la définit comme étant le $\frac{1}{12}$ de la masse de 1 atome de carbone 12, soit $\frac{1}{\mathcal{N}}$ gramme.

La masse d'un atome de carbone 12 est en conséquence exactement 12 uma, tandis que celle d'un atome d'hydrogène est 1,0078 25 uma et celle d'un atome d'oxygène 16 est 15,994 91 uma. On voit que *la masse atomique* mesurée en grammes s'exprime par le même nombre que la masse *d'un atome* mesurée en uma.

2° Quantité de Mouvement.

La quantité de mouvement, ou impulsion, est le produit de la masse par le vecteur vitesse. Elle est donc relativiste comme la masse :

$$\overrightarrow{mv} = \frac{\overrightarrow{m_0 v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

3° Charge électrique.

La charge électrique q est quantifiée.

La valeur absolue du quantum e, plus petite quantité susceptible d'exister, correspond à la charge d'un électron. Elle vaut $1{,}6021\ 10^{-19}$ Coulomb. On la prend souvent comme unité.

4° Énergie.

L'énergie E existe sous des formes très variées, susceptibles de se convertir les unes dans les autres (tableau II).

a) **Énergie mécanique ou travail** (f. ℓ). — C'est le produit d'une force par la longueur du déplacement de son point d'application.

Tableau II. — CORRESPONDANCE ENTRE LES DIFFÉRENTES UNITÉS UTILISÉES POUR MESURER L'ÉNERGIE

	Joule	Erg	eV	MeV	uma	Gramme
1 joule vaut	1	10^{7}	$6{,}241\ 81 \times 10^{18}$	$6{,}241\ 81 \times 10^{12}$	$6{,}700\ 95 \times 10^{9}$	$1{,}112\ 65 \times 10^{-14}$
1 erg »	10^{-7}	1	$6{,}241\ 81 \times 10^{11}$	$6{,}241\ 81 \times 10^{5}$	$6{,}700\ 95 \times 10^{2}$	$1{,}112\ 65 \times 10^{-21}$
1 eV »	$1{,}602\ 10 \times 10^{-19}$	$1{,}602\ 10 \times 10^{-12}$	1	10^{-6}	$1{,}073\ 56 \times 10^{-9}$	$1{,}782\ 58 \times 10^{-33}$
1 MeV »	$1{,}602\ 10 \times 10^{-13}$	$1{,}602\ 10 \times 10^{-6}$	10^{6}	1	$1{,}073\ 56 \times 10^{-3}$	$1{,}782\ 58 \times 10^{-27}$
1 uma »	$1{,}492\ 32 \times 10^{-10}$	$1{,}492\ 32 \times 10^{-3}$	$9{,}314\ 78 \times 10^{8}$	$9{,}314\ 78 \times 10^{2}$	1	$1{,}660\ 43 \times 10^{-24}$
1 gramme »	$8{,}987\ 55 \times 10^{13}$	$8{,}987\ 55 \times 10^{20}$	$5{,}609\ 86 \times 10^{32}$	$5{,}609\ 86 \times 10^{26}$	$6{,}022\ 52 \times 10^{23}$	1

b) **Énergie cinétique de translation** (T). — Elle correspond au surcroît d'énergie T que possède une particule du fait de son mouvement de translation.

L'énergie totale de la particule répondant à mc^2 on a :

$$mc^2 = m_0c^2 + \mathrm{T}$$

d'où :

$$\mathrm{T} = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1\right)$$

Lorsque v est petit devant c, l'expression $\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ ne diffère que très peu de $1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}$ et la relation relativiste précédente retrouve la formule de la mécanique classique : $\mathrm{T} = \frac{1}{2}mv^2$.

On peut se rendre compte que, à énergie cinétique égale, la vitesse est d'autant plus faible que la masse est élevée.

c) **Énergie thermique.** — La température absolue θ, mesurée en degré Kelvin K, est une représentation particulière de l'énergie cinétique moyenne $\bar{\mathrm{T}}$ des molécules en accord, pour un gaz parfait monoatomique, avec la relation :

$$\bar{\mathrm{T}} = \frac{3}{2}k\theta$$

où k est la constante de Boltzmann voisine de 8,6 10^{-5} eV K^{-1}. Le produit $k\theta$ exprime donc l'énergie cinétique $\bar{\mathrm{T}}$ associée à la température θ. Pour 293 K, soit 20 °C, on a : $k\theta \simeq 0{,}025$ eV.

d) **Énergie électrique** (qU). — C'est l'énergie acquise par une charge q lorsqu'elle franchit une différence de potentiel U. Elle est égale au produit q.U.

L'*électron volt* (eV) est une unité correspondant au produit de la charge élémentaire e par une différence de potentiel de 1 volt.

e) **Énergie de masse.** — La masse au repos m_0 est une forme de l'énergie, à laquelle elle est reliée par la relation d'Einstein :

$$\mathrm{E} = m_0c^2$$

En utilisant les unités précédentes, on peut calculer que l'unité de masse atomique correspond à 931 MeV, et que la masse d'un électron correspond à 511 keV (masse au repos).

CHAPITRE II

PARTICULES ET RADIATIONS

I. — PARTICULES MATÉRIELLES

Parmi les nombreuses particules découvertes, celles qui nous intéressent effectivement sont indiquées dans le tableau III.

Trois particules dites fondamentales paraissent être les éléments constitutifs des atomes : l'électron gravitant dans l'espace péri-nucléaire, le proton et le neutron, rassemblés dans le noyau et désignés de ce fait par l'appellation commune de *nucléons*.

Les autres particules ne semblent pas préexister dans les atomes mais y naître spontanément lors de certaines transformations.

*1° **L'électron*** (ou négaton). — L'électron orbital de l'atome, ou négaton, est porteur d'une charge élémentaire de signe négatif. Il constitue le rayonnement cathodique des tubes à décharge et le rayonnement β^- des corps radioactifs.

Étant donné la faible valeur de sa masse au repos, voisine de $\frac{1}{2\,000}$ uma, l'électron en mouvement a en général une vitesse v non négligeable devant la vitesse c de la lumière. On doit souvent tenir compte du caractère relativiste de sa masse.

0,1 MeV	$v = 0{,}55\ c$	$m = 1{,}20\ m_0$
1 MeV	$v = 0{,}94\ c$	$m = 2{,}96\ m_0$
5 MeV	$v = 0{,}996\ c$	$m = 10{,}8\ m_0$

*2° **Le positron*** (ou positon). — Anti-particule de même masse que l'électron négatif mais de charge électrique et de moment magnétique opposés, le positron apparaît soit seul, éjecté de certains noyaux sous forme de radioactivité β^+ (v. p. 80) soit accompagné d'un électron négatif dans le phéno-

mène de formation de paire (matérialisation de photons de haute énergie dans le champ électrique intense qui règne au voisinage des noyaux).

Le positron est une particule stable ; son avenir est cependant limité au sein de la matière qui est riche en négatons (v. p. 14), car l'interaction positon-négaton conduit à la dématérialisation, ou annihilation, des deux particules. Cette annihilation s'accompagne de l'apparition de deux photons de de 511 keV, émis à 180° l'un de l'autre, phénomène qui présente un intérêt majeur dans la détection des isotopes radioactifs émetteurs β^+. De la même façon, la matérialisation de la paire (e^+, e^-) s'accompagne de la disparition de 1,022 MeV d'énergie électromagnétique.

*3° **Le proton.*** — Le proton est le noyau de l'atome d'hydrogène. On peut l'obtenir par ionisation de l'hydrogène.

C'est une particule stable de charge e^+ dont la masse au repos, voisine de 1,007 uma, est 1 836 fois supérieure à celle de l'électron. En raison de leur masse relativement élevée, les protons peuvent être considérés comme non relativistes pour les énergies cinétiques qui nous intéressent : jusqu'à plusieurs MeV leur vitesse reste inférieure à 0,1 c et le rapport $\frac{m}{m_0}$ atteint à peine 1,005.

*4° **Le neutron.*** — Le neutron a une masse au repos voisine de 1,008 uma, légèrement supérieure à celle du proton.

La charge électrique du neutron est nulle. Cela facilite sa pénétration à l'intérieur des noyaux et en fait un projectile de choix pour les réactions nucléaires, mais rend par contre impossible son accélération par les champs électriques.

Hors des noyaux, le neutron est une particule instable se dissociant spontanément avec une période (v. p. 75) de 12 mn selon :

$$n^\circ \rightarrow p^+ + e^- + 0{,}78 \text{ MeV}$$

La masse au repos du neutron (tableau III), est un peu supérieure à la somme de celles du proton et de l'électron ; l'excédent correspond à 0,78 MeV qui se retrouve sous forme d'énergie cinétique, au profit de l'électron principalement, lors de la désintégration.

*5° **Le neutrino.*** — Particule de charge électrique nulle et de masse au repos trop faible pour être appréciée, le neutrino a été introduit de façon théorique pour expliquer certaines particularités de la radioactivité β (p. 80).

Ayant une masse au repos extrêmement faible, les neutrinos se déplacent pratiquement à la vitesse de la lumière.

L'association d'une charge nulle et d'une masse infime implique des possibilités d'interaction avec la matière incroyablement faibles. Des expériences récentes ont cependant permis de mettre en évidence le neutrino.

Tableau III. — PARTICULES ÉLÉMENTAIRES

Particules fondamentales		Masse au repos en uma	Charge en *e*
Électron	e^- ou β^-	0,000 548 60	− 1
Proton	p ou ${}_1^1H^+$	1,007 276 63	+ 1
Neutron	n	1,008 665 41	0
Autres particules			
Neutrino		0,0 ..... ε	0
Positron	e^+ ou β^+	0,000 548 60	+ 1
Hélion	α ou ${}_2^4He^{++}$	4,001 50	+ 2

II. — RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE ET PHOTON

Le rayonnement électromagnétique est un mode de transport spontané de l'énergie dans l'espace. Il englobe un vaste domaine, des ondes radio aux rayons X et γ, en passant par la lumière (fig. 1).

On peut se le représenter comme une double vibration affectant un champ magnétique $\vec{H}$ et un champ électrique $\vec{E}$. Ces deux vibrations sont en phase, ont des directions perpendiculaires et s'engendrant de proche en proche, conformément à la théorie de Maxwell, se déplacent dans le vide à la vitesse $\vec{c}$ selon une direction perpendiculaire au plan qu'elles définissent (fig. 2).

Ce déplacement du phénomène périodique en fonction du temps t et de la distance x mesurée dans la direction de la propagation, répond à :

$$\Psi = \Psi_0 \sin 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{\lambda}\right)$$

où Ψ représente le champ électrique ou le champ magnétique,

τ la période de la vibration, c'est-à-dire le temps au bout duquel Ψ redevient identique à lui-même en un point donné (x constant),

λ *la longueur d'onde* de la vibration, c'est-à-dire la plus petite distance séparant deux points se trouvant simultanément dans le même état vibratoire Ψ à un instant donné (t constant).

Les points pour lesquels Ψ est nul en même temps répondent à :

$$\frac{t}{\tau} = \frac{x}{\lambda}$$

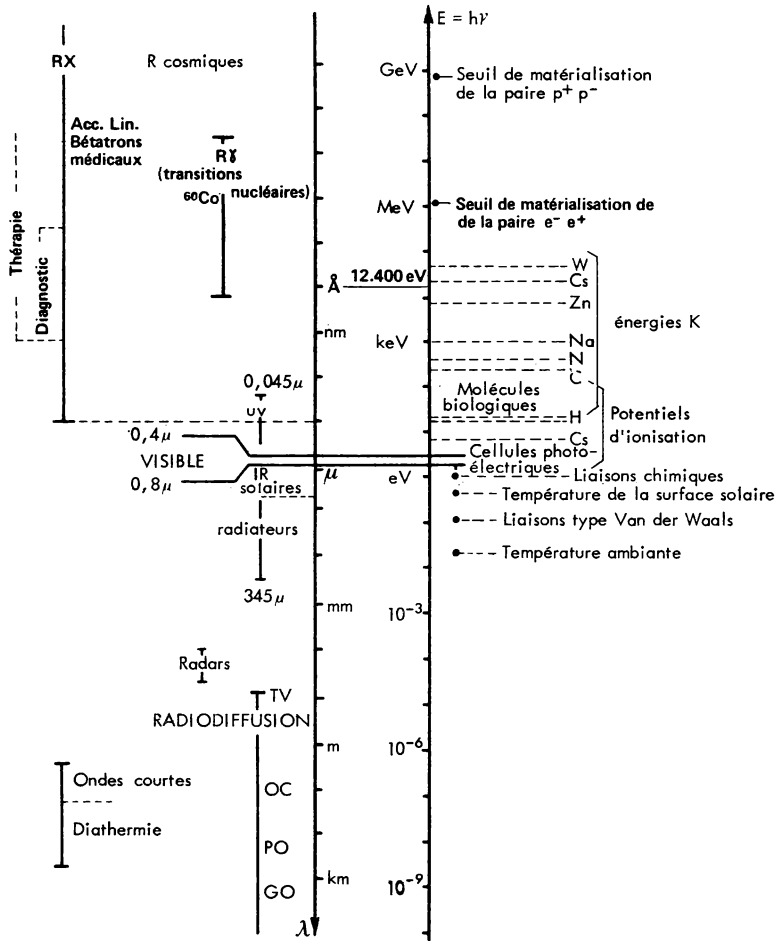


FIG. 1. — *Schéma d'ensemble du rayonnement électromagnétique.*

d'où en remarquant que $\frac{x}{t}$ représente la vitesse de propagation c, les relations :

$$c = \frac{\lambda}{\tau} \quad \text{ou} \quad c = \lambda \nu$$

en appelant ν la fréquence $\frac{1}{\tau}$.

Une telle représentation ondulatoire rend parfaitement compte de nom-

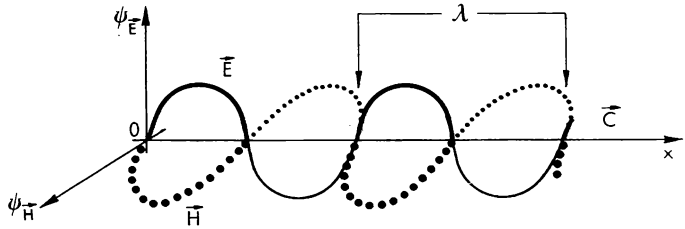


FIG. 2. — *Représentation ondulatoire du rayonnement électromagnétique.*
Les champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$ sont en phase et affectent des directions perpendiculaires. La propagation de l'ensemble s'effectue selon une direction perpendiculaire aux deux précédentes.

breux phénomènes, où la propagation de l'énergie joue le rôle principal : réflexion, réfraction, interférence, diffraction, phénomènes majeurs dans le domaine du visible.

Elle se trouve cependant insuffisante pour expliquer ce qui se passe lors des échanges énergétiques entre le rayonnement et la matière : absorption ou émission de rayonnement.

On observe en effet qu'un rayonnement électromagnétique de fréquence déterminée ν ne peut acquérir ou céder l'énergie qu'il transporte que par quantités discontinues, multiples entiers d'une quantité élémentaire E, ou quantum répondant à :

$$E = h\nu$$

où h, constante introduite par Planck, vaut $4{,}1356\ 10^{-15}$ eV.s.

Assimilant le quantum à un corpuscule, Einstein introduisit la notion de *photon*. Sans existence au repos, celui-ci pourrait être considéré comme un grain d'énergie sans support matériel, et assimilé à une particule d'énergie cinétique $h\nu$. On lui attribue une masse m d'origine exclusivement dynamique répondant à :

$$mc^2 = h\nu \quad \text{soit} \quad m = \frac{h}{\lambda c} \quad \text{ou} \quad \lambda = \frac{h}{mc}$$

La relation $E = h\nu$ peut s'écrire $E = \dfrac{hc}{\lambda}$

soit en remplaçant les constantes par leur valeur numérique, l'expression suivante connue sous le nom de relation de Duane et Hunt

$$E_{(eV)} = \frac{12\,400}{\lambda_{(\text{Å})}}$$

L'aspect quantique du rayonnement électromagnétique est le plus important pour les phénomènes intéressants les rayons X et γ. Il sera seul considéré pour ces rayonnements.

III. — DUALITÉ ONDE-CORPUSCULE

Le double aspect précédent, *vibratoire* et *corpusculaire*, n'est pas un cas particulier, propre à l'énergie électromagnétique.

Dans le domaine des ondes acoustiques par exemple, on a pu, à côté des vibrations élastiques qui permettent de décrire tous les phénomènes de propagation du son, faire intervenir la notion d'un quantum d'énergie libérable ou absorbable, *le phonon*.

De même, on a pu associer à chacune des particules matérielles en mouvement, électron, proton, etc... une représentation ondulatoire susceptible d'intervenir dans les problèmes de déplacement.

Celle-ci repose sur le principe suivant.

A chaque particule de masse m et vitesse v, on fait correspondre une onde dont la longueur d'onde λ est définie par : $\lambda = \dfrac{h}{mv}$

et dont l'équation générale, ou équation de Schrödinger, répond à :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \Psi = 0$$

Cette relation exprime que la dérivée seconde est proportionnelle à la fonction elle-même ; elle s'applique à toutes les fonctions périodiques du type que nous avons vu plus haut :

$$\Psi = \Psi_0 \sin 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{\lambda}\right)$$

ainsi qu'à leurs combinaisons. On peut montrer que le carré Ψ^2 représente une probabilité de présence de la particule au point x à l'instant t.

L'onde associée, qu'elle intéresse des photons ou des particules matérielles, doit rendre compte du caractère discontinu de l'émission. Elle ne peut donc être constituée en fait que par un « train d'ondes » c'est-à-dire une sinusoïde dont l'amplitude est modulée par une autre fonction, cette dernière pouvant être par exemple une exponentielle (fig. 3 *a*) ou une fonction de Gauss (fig. 3 *b* et *c*).

Selon la valeur de la longueur d'onde, ou plus exactement de la période, vis-à-vis de la durée de l'émission du train d'onde, la représentation est des plus variables. Les ondes radio dont la durée d'émission est grande présentent par exemple un aspect quasi continu (fig. 3 *b*), tandis que les rayons X dont l'émission est extrêmement brève paraissent très localisés dans l'espace (fig. 3 *c*).

Dans le premier cas, on a une sinusoïde presque pure, de longueur d'onde bien déterminée, le spectre correspondant à une raie très fine, et l'énergie se déplace effectivement à la vitesse $v = x/t$ dite *vitesse de phase*.

Dans le second cas, on a, en fait, la somme d'un grand nombre de sinusoïdes (somme correspondant à une série de Fourier), le spectre est constitué par une raie de largeur notable, et l'énergie se trouve transportée à une vitesse $\mathcal{V}$, *dite vitesse de groupe* qui, dans un milieu matériel, répond à : $\mathcal{V} = v - \lambda dv/d\lambda$.

La longueur d'onde associée est d'autant plus courte que la particule est plus lourde et plus rapide. Pour des électrons dont l'énergie cinétique vaut 1 eV, on a

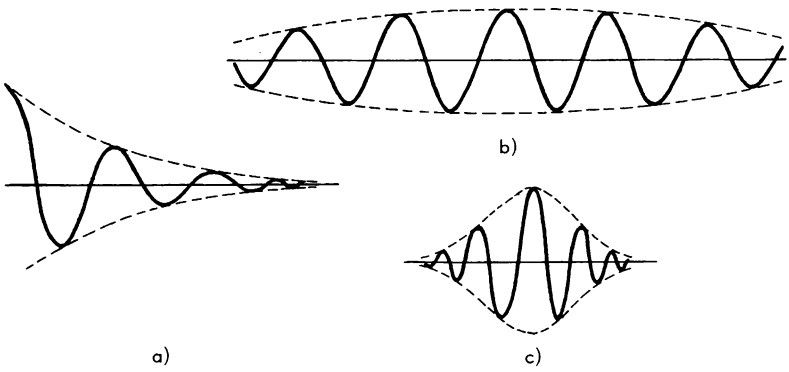


FIG. 3. — *Train d'onde associé à une émission corpusculaire ou photonique.*

a) L'onde associée est modulée par une exponentielle. *b*) et *c*) Elle est modulée par des fonctions de Gauss. *b*) La durée de l'émission est grande vis-à-vis de la période et le phénomène répond presque à une sinusoïde pure. *c*) La durée de l'émission est beaucoup plus brève et le phénomène se traduit par un paquet d'ondes dont la position est beaucoup plus limitée dans l'espace et que l'on assimile mieux à un corpuscule.

$\lambda = 12$ Å ; pour ceux de 100 eV, on a $\lambda = 1{,}2$ Å. Ces valeurs sont suffisantes pour être atteintes expérimentalement et on a pu effectivement mettre en évidence des phénomènes de diffraction en utilisant le réseau naturel que constituent les plans réticulaires d'une structure cristalline. Pour des particules plus lourdes et des énergies plus importantes, l'expérimentation devient impossible, faute de structure périodique matérielle assez fine.

CHAPITRE III

STRUCTURE ÉNERGÉTIQUE DE LA MATIÈRE

I. — LES ATOMES

La masse, dont l'existence au repos est une propriété caractéristique de la matière, n'est pas répartie de façon homogène à l'intérieur des atomes, constituants effectifs de cette dernière. En bombardant un mince film métallique avec des rayons α (atomes d'hélium privés de leurs électrons) Rutherford montra qu'il existait des vides considérables et que la masse se trouvait concentrée à l'intérieur de zones privilégiées, les noyaux atomiques, dont le diamètre était environ 10 000 fois plus petit que celui des atomes.

Les électrons chargés négativement, sont dispersés dans les vides périnucléaires, tandis que les charges positives se trouvent rassemblées dans les noyaux. Le champ électrique est, en conséquence, particulièrement intense au voisinage de ces derniers.

Le noyau est constitué par A nucléons répartis en Z protons et A-Z neutrons. Les nombres de protons et de neutrons sont voisins : $Z \simeq \frac{A}{2}$ (fig. 28).

Chaque nucléon ayant une masse voisine de 1 uma, *le nombre de masse* A, permet d'exprimer par un nombre entier une valeur approchée de la masse d'un atome (A uma) ou de la masse atomique (A grammes). *La valeur exacte* de la masse de l'atome doit tenir compte par ailleurs non seulement de la masse exacte des nucléons mais aussi du *défaut de masse* dû à leur liaison (v. p. 70).

Le nombre de protons Z est appelé *nombre de charge* ou *numéro atomique.*

Le cortège électronique est formé d'un nombre d'électrons égal au nombre Z des protons. Le nombre d'électrons par gramme de matière a donc pour expression $Z\mathcal{N}/A$. Il est sensiblement le même dans tous les milieux et de l'ordre de $3\ 10^{23}$ électrons par gramme.

II. — L'ÉNERGIE DE LIAISON

Les atomes peuvent s'associer pour constituer des molécules à l'aide de *liaisons chimiques*. Atomes et molécules peuvent aussi être réunis par des liaisons plus faibles, les *liaisons physiques*, telles que celles résultant des forces de Van der Waals (fasc. 1). La matière se présente ainsi comme un ensemble organisé de particules unies entre elles par des liaisons plus ou moins intenses selon que les associations de groupes de particules s'effectuent au sein du noyau, au sein de l'atome, entre atomes, ou entre molécules (tableau IV).

Tableau IV. — ORDRE DE GRANDEUR DES ÉNERGIES DE LIAISON

— Pour arracher par distillation 1 molécule d'alcool à l'eau environnante	il faut dépenser environ . .	0,13 eV
— Pour rompre par électrolyse la liaison covalente retenant H dans H_2O	»	4 eV
— Pour arracher 1 électron		
. à l'atome d'hydrogène	»	13 eV
. aux molécules des milieux biologiques . .	»	15 eV
. à la couche M de l'atome de tungstène . .	»	2.500 eV
. à la couche K de l'atome de tungstène . .	»	70.000 eV
— Pour séparer les 4 nucléons du noyau de l'hélium, par nucléon	»	7.000.000 eV

*1° **Forces de liaison.*** — Les liaisons précédentes sont la conséquence de systèmes de forces antagonistes qui, répulsives à très faible distance et attractives à distance plus grande, conduisent à un certain équilibre.

*2° **Énergie de liaison.*** — La dissociation d'un édifice matériel nécessite l'apport d'une certaine énergie qui diffère selon la liaison en cause. Cette énergie W est appelée *énergie de liaison.*

*3° **Défaut de masse.*** — L'énergie que l'on apporte au système pour rompre une liaison se retrouve sous forme de masse. La masse totale des

constituants isolés est en effet supérieure à la masse du composé. La différence Δm ou *défaut de masse* répond à :

$$\Delta m . c^2 = W$$

Lorsque les liaisons sont suffisamment fortes, Δm est accessible à l'expérience. Ainsi le noyau d'hélium a une masse réelle de 4,0015 uma alors que ses constituants séparés totalisent une masse de

$$2 \times 1{,}0073 + 2 \times 1{,}0086 = 4{,}0318 \text{ uma.}$$

La différence, 0,030 uma (qui correspond à 28 MeV, soit 7 MeV par nucléon) représente une variation voisine de 1 % très facile à mesurer en spectrométrie de masse.

Ailleurs, la variation est beaucoup trop faible pour pouvoir être décelée directement ; l'énergie de l'ordre de l'électron-volt correspondant à la liaison covalente de H_2O n'affecte que le 9e chiffre après la virgule.

REMARQUE. — Il existe des systèmes différents pour lesquels la masse du composé est supérieure à la somme de celle des constituants. De tels systèmes ont une décomposition exo-énergétique. Nous en avons vu un exemple à propos du neutron. Nous en verrons d'autres à propos de la radioactivité.

III. — LA STRUCTURE ÉLECTRONIQUE DES ATOMES

L'étude de cette structure est celle de la liaison entre électrons et noyau. On se la représente à l'aide de modèles progressivement perfectionnés pour expliquer au mieux les faits expérimentaux.

1° Condition d'équilibre orbitaire.

Étant donné la similitude formelle entre les forces de Coulomb en $\frac{qq'}{d^2}$ et celles de Newton en $\frac{mm'}{d^2}$ on considère que les électrons tournent sur des orbites dans le champ électrique du noyau de la même façon que les planètes dans le champ de gravitation du soleil. On admet en outre, en première approximation, que les orbites électroniques sont circulaires (fig. 4).

Pour que l'électron reste en équilibre dynamique sur une orbite de rayon r, il faut que la force centrifuge $m\omega^2 r$ soit équilibrée en permanence par l'attraction électrostatique, d'où la relation :

$$m\omega^2 r = \frac{Ze \times e}{r^2}$$

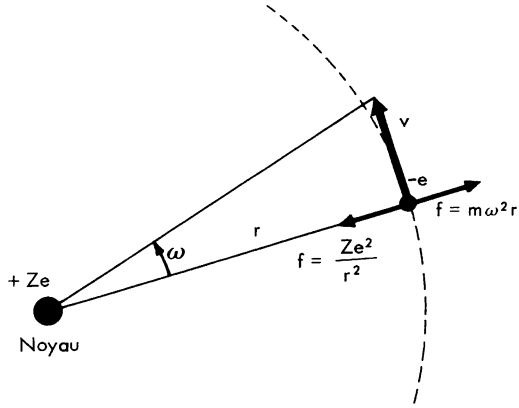


FIG. 4. — *Électron en équilibre sur une orbite circulaire.*

où :

— Ze représente la charge (+) d'un noyau renfermant Z protons
— e la charge (−) de l'électron
— m la masse de l'électron
— r le rayon de l'orbite
— ω la vitesse angulaire reliée à la vitesse linéaire v par $v = r\omega$.

On a donc :

$$\frac{Ze^2}{r} = m\omega^2 r^2 \tag{1}$$

2° *Énergie de liaison de l'électron.*

Elle représente l'énergie W qu'il faut dépenser pour rompre la liaison, c'est-à-dire pour éloigner l'électron, et le laisser immobile, à une distance telle qu'il échappe totalement à l'influence du noyau.

Elle a pour expression :

$$W = \frac{1}{2}\frac{Ze^2}{r} \tag{2}$$

relation qui s'établit en évaluant séparément les deux termes, *cinétique* et *électrostatique*, qui composent cette énergie.

a) **Terme correspondant à l'énergie cinétique.** — En faisant passer l'électron de la vitesse v, à laquelle il tourne sur son orbite, à l'immobilité, on a la possibilité

de *récupérer* une énergie cinétique dont l'expression est en négligeant la relativité :

$$\frac{1}{2} mv^2 \qquad \text{soit} \qquad \frac{1}{2} m\omega^2 r^2$$

c'est-à-dire étant donné la condition d'équilibre précédente :

$$\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r}$$

b) **Terme correspondant à l'énergie électrostatique.** — En éloignant l'électron chargé − à la distance x du noyau chargé +, on lutte contre les forces coulombiennes et on *dépense* en conséquence de l'énergie.

L'expression différentielle de cette énergie (petite valeur $d\mathscr{E}$ dépensée pour un petit trajet dx) répond à :

$$d\mathscr{E} = \frac{Ze^2}{x^2} dx$$

et l'énergie totale dépensée pour un trajet allant de $x = r$ à $x \to \infty$ s'exprime par :

$$\mathscr{E} = \int_r^{\infty} Ze^2 \frac{dx}{x^2}$$

intégrale dont la valeur est : $\mathscr{E} = \dfrac{Ze^2}{r}$

Le terme électrostatique étant dépensé alors que le terme cinétique est récupéré, on obtient l'expression de l'énergie de liaison (2) en effectuant leur différence :

$$W = \frac{Ze^2}{r} - \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r}$$

3° *Quantification des couches orbitaires* (Bohr).

La relation précédente définit W en fonction de r mais ne présume rien du caractère continu ou discontinu des valeurs possibles pour ces deux paramètres.

Pour rendre compte du caractère discontinu des quantités d'énergie que peuvent absorber ou émettre les atomes, on est conduit à admettre que seule une série de valeurs discontinues de W est possible.

Expérimentalement on constate que, pour les éléments les plus légers tout au moins, W répond à :

$$W = W_0 \frac{Z^2}{n^2} \qquad (3)$$

où :

— n représente un nombre de la suite des nombres entiers

— W_0 l'énergie de liaison de l'électron de l'hydrogène (valeur de W pour $Z = 1$ et $n = 1$) soit 13,6 eV.

Signification de cette quantification orbitaire. — a) *Valeur théorique de* W_0. — Pour $n = 1$, on obtient en utilisant les relations (2) et (3)

$$W_0 Z^2 = \frac{1}{2}\frac{Ze^2}{r}$$

$$W_0 = \frac{1}{2}\frac{e^2}{Zr}$$

En remplaçant Z par sa valeur tirée de la relation d'équilibre (1) :

$$Z = m\omega^2 r^2 \frac{r}{e^2}$$

on obtient :

$$W_0 = \frac{1}{2}\frac{e^4}{m\omega^2 r^4}$$

$$W_0 = \frac{1}{2}\frac{me^4}{(m\omega r^2)^2}$$

Soit en remarquant que $m\omega r^2$ n'est autre que le moment angulaire M de l'électron ou moment de sa quantité de mouvement défini par $M = mv.r$ ou $M = m\omega r^2$:

$$W_0 = \frac{1}{2}\frac{me^4}{M^2} \tag{4}$$

b) *Mesure du moment angulaire* M. — A partir de la valeur expérimentale de W_0 on trouve : $M = \frac{h}{2\pi}$, h étant la constante de Planck.

c) *Expression quantique de* W. — En exprimant W_0 en fonction des résultats précédents, la relation (3) devient :

$$W = \frac{1}{2}\frac{me^4}{n^2\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2} Z^2 \tag{5}$$

En rapprochant cette dernière expression, valable pour une orbite quelconque de rang n, de la relation (4) valable pour une première orbite, on peut se rendre compte que ce qui est en réalité quantifié, c'est le moment angulaire M de l'électron. Ce moment angulaire ne peut prendre qu'une suite de valeurs discontinues, chacune multiple entier de $\frac{h}{2\pi}$

$$M = n\frac{h}{2\pi} \tag{6}$$

d) *Expression de cette quantification en terme d'onde associée.* — L'expression précédente (6) peut s'écrire en fonction de $mv\,r$:

$$mv\ r = n\frac{h}{2\pi} \qquad \text{soit} \qquad 2\pi r = n\frac{h}{mv}$$

ou en remarquant que $\frac{h}{mv}$ représente la longueur d'onde λ associée à l'électron en mouvement (v. p. 12).

$$2\pi r = n\lambda$$

Cette relation signifie que la circonférence de l'orbite doit correspondre à un nombre entier de longueurs d'onde, c'est-à-dire qu'elle doit pouvoir être compatible avec un régime d'ondes stationnaires.

Bien qu'il ne s'agisse là que d'images, on peut remarquer qu'une relation telle que $2\pi r \neq n\lambda$ entraînerait, par le décalage survenant à chaque tour d'orbite, une disparition de l'onde associée : l'amplitude moyenne de celle-ci serait nulle tout au long de l'orbite, et Ψ^2 la probabilité de présence de l'électron, resterait nulle en tout point de l'orbite.

4° *Quantification des sous-couches* (Sommerfeld).

La représentation précédente à l'aide d'une orbite circulaire quantifiée que définit le nombre *quantique orbitaire n*, est insuffisante.

Une représentation plus complète consiste à introduire trois autres nombres quantiques :

— *un nombre quantique azimutal l*, rendant compte d'une certaine ellipticité de l'orbite, et susceptible de prendre pour la couche du rang *n*, les *n* valeurs 0, 1, 2, ..., $n - 1$;

— *un nombre quantique magnétique* m, rendant compte de l'inclinaison du plan de l'orbite, et susceptible de prendre, pour une sous-couche *l*, les $2l + 1$ valeurs entières répondant à $-l \leqslant m \leqslant +l$;

— *un nombre quantique de spin s*, rendant compte du sens de rotation de l'électron sur lui-même, et susceptible de prendre les valeurs : $\frac{+1}{2}$ et $\frac{-1}{2}$.

Le groupe des quatre valeurs des nombres quantiques $n\ l\ m\ s$ définit *une* possibilité de liaison entre électron et noyau, et, en vertu du *principe d'exclusion* de Pauli, un seul électron à la fois peut répondre à une possibilité donnée.

Les énergies de liaison décroissent de façon générale d'une couche à la suivante et, à l'intérieur d'une même couche, d'une sous-couche à la suivante. A l'état fondamental, les électrons occupent les positions disponibles correspondant aux énergies de liaison les plus élevées.

Les différentes couches correspondant aux valeurs 1, 2, 3, 4... de *n* sont désignées par les lettres K L M N... Les différentes sous-couches correspondant aux valeurs 0, 1, 2, 3, ... $n - 1$ de *l* sont désignées par les lettres *s p d f g h*... que l'on fait précéder d'un chiffre représentant la valeur de *n* pour la couche considérée.

Les règles relatives aux valeurs de *l* m et *s* conduisent aux possibilités rassemblées dans le tableau V d'où il ressort qu'une couche de rang *n* ne peut recevoir que $2n^2$ électrons.

Tableau V. — CONSTITUTION ÉLECTRONIQUE DES COUCHES ET SOUS-COUCHES

Nombres quantiques				*Nombre d'électrons*	
n	*l*	m	*s*	(Sous couches)	(Couches)
1	0	0	$\mp 1/2$	2(1*s*)	2 (K)
2	0			2(2*s*)	
	1	− 1	$\mp 1/2$		
		0	$\mp 1/2$	6(2*p*)	8 (L)
		+ 1	$\mp 1/2$		
3	0			2(3*s*)	
	1			6(3*p*)	
	2	− 2	$\mp 1/2$		
		− 1	$\mp 1/2$		
		0	$\mp 1/2$	10(3*d*)	18 (M)
		+ 1	$\mp 1/2$		
		+ 2	$\mp 1/2$		
4	0			2(4*s*)	
	1			6(4*p*)	
	2			10(4*d*)	
	3	− 3	$\mp 1/2$		
		− 2	$\mp 1/2$		
		− 1	$\mp 1/2$		
		0	$\mp 1/2$	14(4*f*)	32 (N)
		+ 1	$\mp 1/2$		
		+ 2	$\mp 1/2$		
		+ 3	$\mp 1/2$		

5° Valeurs des énergies de liaison.

a) *Valeurs approchées.* — Selon les relations (3) et (5), la valeur (approchée) des énergies de liaison des différentes couches décroît comme l'inverse des carrés des nombres entiers. On a en appliquant ces relations à un atome donné de numéro atomique Z déterminé :

$$W_K = \frac{1}{2}\frac{me^4}{\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2} Z^2 = 13{,}6\, Z^2$$

$$W_L = \frac{1}{4} W_K \quad ; \quad W_M = \frac{1}{9} W_K \quad ; \quad W_N = \frac{1}{16} W_K, \text{ etc...}$$

b) *Valeurs exactes, constante d'écran.* — La relation (2), point de départ des calculs précédents qui aboutissaient à une expression en Z^2, est établie en supposant que l'électron en équilibre sur une orbite se trouve sous l'influence électrostatique du noyau seul. Elle ne tient pas compte des charges négatives des autres électrons de l'atome dont les champs électriques font en quelque sorte « écran » entre l'électron considéré et le noyau.

Pour tenir compte de cet effet, on doit remplacer Z^2 par $(Z - b)^2$ dans les relations (3) et (5) ; le paramètre b est dit *constante d'écran.* On aboutit à la loi semi-empirique de Moseley :

$$W = 13{,}6 \frac{(Z - b)^2}{n^2}$$

qui est plus conforme aux valeurs trouvées expérimentalement (tableau VI).

IV. — ABSORPTION ET ÉMISSION D'ÉNERGIE PAR LA STRUCTURE ÉLECTRONIQUE DE L'ATOME

Quatre mécanismes d'échange énergétique intéressent la structure électronique des atomes : l'ionisation et l'excitation liées à une absorption (fig. 5), la fluorescence et l'effet Auger liés à une émission (fig. 6).

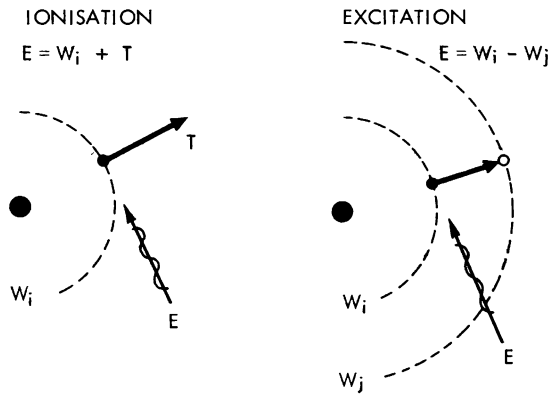


FIG. 5. — *Absorption d'énergie par la structure périphérique des atomes.*

1° Ionisation.

Lorsqu'une structure électronique absorbe une quantité d'énergie $\mathscr{E}$ suffisante pour rompre la liaison d'un de ses électrons, celui-ci se trouve libéré. On dit qu'il y a *ionisation.*

Les quantités $\mathscr{E}$ ainsi absorbables ne sont pas quantifiées la seule condition étant : $\mathscr{E} \geqslant W$.

L'excédent d'énergie se répartit en principe, sous forme d'énergie cinétique T, entre les 2 ions ainsi constitués : l'électron éjecté et le reste de l'atome

$$[T = \mathscr{E} - W].$$

En fait, en raison de la conservation de la quantité de mouvement et de la différence considérable existant entre la masse de l'ion positif et celle de l'électron, c'est pratiquement ce dernier qui reçoit la totalité de T.

2° Excitation.

Lorsqu'une structure électronique a absorbé une énergie $\mathscr{E}$ insuffisante pour rompre une de ses liaisons, on dit qu'elle est excitée.

Les quantités $\mathscr{E}$ qu'une structure peut absorber de la sorte sont *discontinues.*

On peut se représenter le phénomène ainsi : un électron dont l'énergie de liaison est W_i absorbe $\mathscr{E}$, quantité inférieure à W_i ; il se trouve alors posséder une nouvelle énergie de liaison W_j plus faible et telle que :

$$W_j = W_i - \mathscr{E}$$

W_i et W_j correspondant à deux valeurs permises de la formule (3), cela revient à admettre que l'électron passe de l'orbite de rang *i*, à une autre orbite permise plus externe de rang *j* (fig. 5).

En vertu du principe d'exclusion de Pauli, un tel phénomène n'est possible que s'il existe une place libre sur l'orbite de rang *j*. Ce mécanisme intéressera donc les électrons situés sur les orbites proches de la périphérie. Les électrons les plus périphériques étant responsables des propriétés chimiques, on peut s'attendre à ce que l'excitation modifie certaines de ces propriétés. L'existence de réactions photochimiques, c'est-à-dire catalysées par une absorption de photons, ne fait que traduire une telle éventualité.

3° Fluorescence.

Un atome ayant subi une ionisation ou une excitation se trouve dans un état instable qui correspond à un excès d'énergie par rapport à l'état fondamental. Il tend à retourner à l'état fondamental en restituant l'énergie absorbée. Dans la fluorescence, cette restitution s'effectue par l'émission immédiate (moins de 10^{-6} s) d'un ou plusieurs photons.

On n'observe qu'un seul photon si la place laissée libre par l'ionisation est prise par un électron libre. Ce photon a alors pour énergie E = W. On

observe de même un seul photon d'énergie $E = W_i - W_j$ si c'est l'électron sur lequel s'est effectuée l'excitation qui retourne à sa place primitive.

On observe plusieurs photons d'énergie E_1, E_2, ... si le retour à l'état fondamental s'effectue de proche en proche par une cascade de transitions intéressant plusieurs électrons (fig. 6 *a*). La somme de leurs énergies $E_1 + E_2 + \ldots$ est égale à W_i si la fluorescence succède à une ionisation, et à $W_i - W_j$ si elle succède à une excitation.

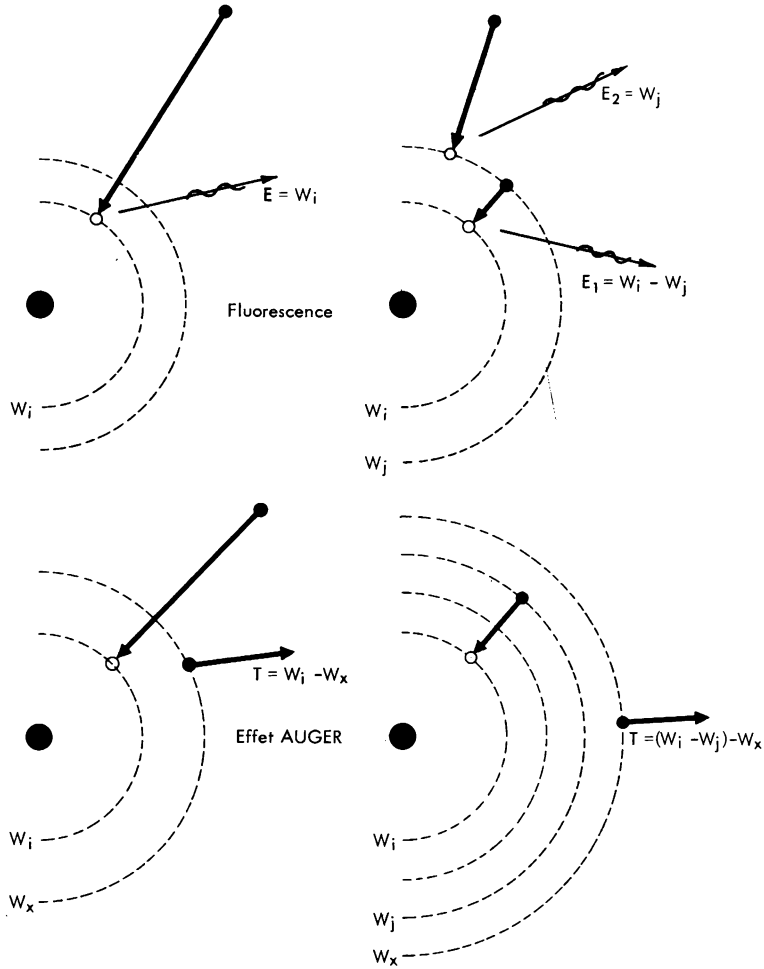


FIG. 6. — *Émission d'énergie lors du retour à l'état fondamental de la structure électronique des atomes.*

Le résultat de ces transitions en cascade, lorsqu'elles sont consécutives à une ionisation, est de reporter celle-ci vers une couche plus externe, l'ion revenant à l'état fondamental par capture d'un électron libre du milieu.

Lorsqu'un grand nombre d'ionisations et d'excitations ont lieu dans un matériau donné, les photons de fluorescence émis correspondent à toutes les combinaisons possibles $W_i - W_j$, à l'exception d'un certain nombre de *transitions interdites.* On obtient alors un spectre de raies caractéristiques des éléments constituant le matériau. Ces raies sont groupées en familles selon le niveau d'arrivée de l'électron responsable de la transition. A l'intérieur de chaque famille, elles sont désignées par une lettre grecque $\alpha\,\beta\,\gamma$ selon le niveau d'origine de l'électron (fig. 7 et 8).

C'est par l'analyse de l'énergie quantique des raies de fluorescence que les énergies de liaison ont pu être déterminées.

4° Effet Auger.

Après une ionisation portant sur un électron de rang i, l'énergie W_i que doit libérer l'atome pour retrouver sa structure énergétique fondamentale peut ne pas apparaître sous forme de photon de fluorescence.

L'énergie qui devient libérable lors d'une transition d'un électron de la couche j vers la couche i peut être communiquée à un électron plus périphérique, c'est-à-dire lié par une énergie W_x inférieure à $W_i - W_j$. Ce deuxième électron se trouve alors éjecté avec une énergie cinétique T telle que :

$$T = (W_i - W_j) - W_x$$

C'est en cela que consiste l'effet Auger (fig. 6). Beaucoup plus important que la fluorescence pour les éléments légers des milieux biologiques, il peut représenter 90 % du mécanisme d'émission de l'énergie lors du retour à l'état fondamental.

Après un effet Auger, l'atome se trouve de nouveau ionisé. Cette deuxième ionisation, qui porte sur une énergie de liaison plus faible que celle intéressant la perturbation primitive, entraîne naturellement soit l'émission d'un photon de fluorescence, soit un nouvel effet Auger.

V. — ABSORPTION D'ÉNERGIE PAR LES MOLÉCULES

Dans les molécules les électrons les plus internes gravitent autour des noyaux de chaque atome, et les échanges énergétiques répondent, en ce qui les concerne, aux modalités vues au paragraphe précédent.

Les électrons les plus périphériques, responsables des propriétés chimiques

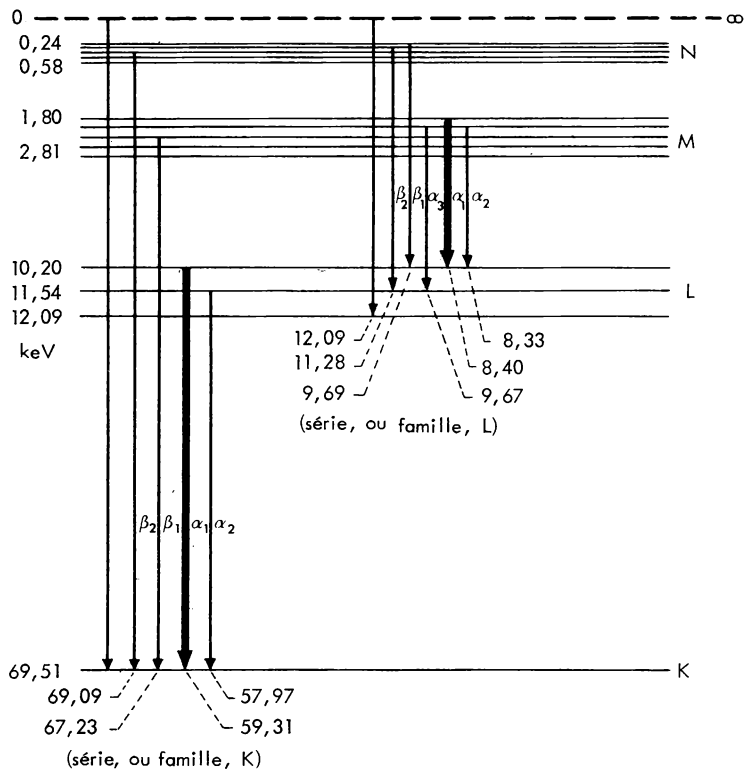

0
∞
0,24
0,58
N
1,80
2,81
M
β_2 β_1 α_3 α_1 α_2
10,20
11,54
12,09
L
keV
12,09
11,28
9,69
8,33
8,40
9,67
(série, ou famille, L)
β_2 β_1 α_1 α_2
69,51
K
69,09
67,23
57,97
59,31
(série, ou famille, K)

FIG. 7.

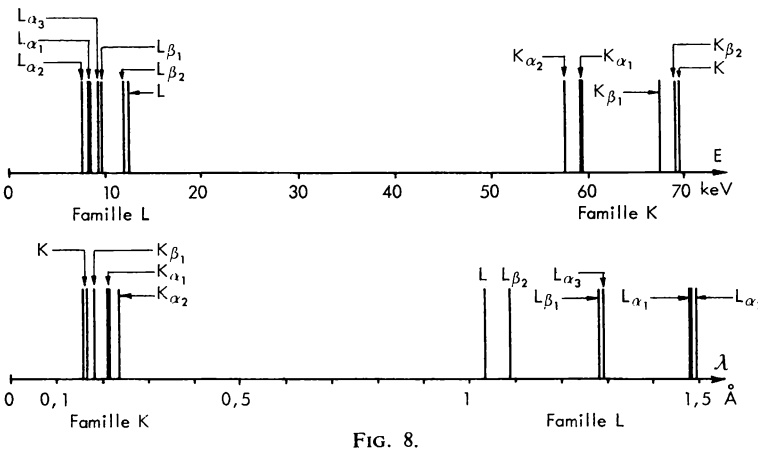

L_{α_3}
L_{α_1}
L_{α_2}
L_{β_1}
L_{β_2}
L
K_{α_2}
K_{α_1}
K_{β_2}
K
K_{β_1}
E
0
10
20
30
40
50
60
70 keV
Famille L
Famille K
K
K_{β_1}
K_{α_1}
K_{α_2}
L
L_{β_2}
L_{α_3}
L_{β_1}
L_{α_1}
L_{α_2}
λ
0
0,1
0,5
1
1,5 Å
Famille K
Famille L

FIG. 8.

gravitent par contre sur des orbites communes à des groupements de plusieurs atomes. Ces orbites sont quantifiées et les énergies de liaison de leurs électrons sont caractéristiques des molécules et des groupements chimiques constitués. La disposition particulière des raies d'absorption et de fluorescence permet dans certains cas de reconnaître la présence de groupements précis, ou *chromophores.*

Le premier potentiel d'ionisation (V) des molécules exprime l'énergie (eV) permettant de leur arracher un premier électron. Il diffère légèrement de celui des atomes. Il varie en fonction des transformations accompagnant l'ionisation : H_2O par exemple conduit à H_2O^+ (13,0 eV), $HO^+ + H$ (17,3 eV) ou $HO + H^+$ (19,2 eV) avec une valeur moyenne de 16 eV.

Tableau VI

Éléments		*Énergie de liaison des différentes couches* (eV)					*1er potentiel d'ionisation de l'atome* (V)
		K	L	M	N	O ...	
Tissus	$_1$H	13,6					13,60
	$_6$C	283					11,26
	$_8$O	531					13,61
	$_{15}$P	2.142	135 – 128				10,95
	$_{20}$Ca	4.038	399 – 349	50			6,11
Anodes des tubes à RX	$_{74}$W	69.508	12.090 – 10.198	2.810 – 1.800	580 – 240	70	7,98
Écrans de protection	$_{82}$Pb	88.001	15.870 – 13.044	3.850	890	150	7,42

Les transitions électroniques consécutives aux excitations survenues à ce niveau s'accompagnent de l'émission de photons dont l'énergie appartient au domaine du visible ou à son voisinage.

FIG. 7. — *Représentation schématique des niveaux énergétiques et de l'émission de fluorescence de l'atome de tungstène* (anode des tubes à RX).

Les traits épais correspondent aux 2 raies les plus intenses. La famille M dont la limite supérieure d'énergie est 2,81 keV n'apparaît pas en pratique dans les faisceaux de RX, non plus que les suivantes.

FIG. 8. — *Distributions spectrales des raies de fluorescence du tungstène.*

On remarquera la différence entre les représentations spectrales en énergie (E) et en longueur d'onde (λ), différence due à ce que ces grandeurs sont inversement proportionnelles l'une à l'autre.

Comme les niveaux énergétiques décroissent très vite d'une couche à l'autre, les familles de raies sont nettement séparées ; au contraire les raies sont relativement voisines au sein d'une même famille.

Lorsque l'énergie absorbée par une molécule atteint la valeur des énergies de liaison entre atomes, on aboutit à la rupture d'une de ces liaisons et à la cassure de la molécule (v. Radiobiologie, p. 165).

A côté des phénomènes électroniques précédents, les molécules peuvent donner lieu à des échanges énergétiques dus à des variations de leur énergie de vibration ou de rotation. Ces derniers, situés surtout dans l'infra-rouge, ont des composantes quantifiées (spectre de raies) et d'autres qui ne le sont pas (spectre de bandes).

Lorsque l'énergie absorbée par les molécules devient suffisamment faible, c'est finalement sous cette forme d'agitation *thermique* qu'elle se manifeste.

Au total, les spectres d'émission ou d'absorption des molécules sont beaucoup plus complexes et beaucoup plus difficiles à analyser que ceux des atomes.

DEUXIÈME PARTIE

INTERACTIONS DES RAYONNEMENTS IONISANTS AVEC LA MATIÈRE

Les rayonnements qui se rencontrent en Médecine et Biologie sont constitués :

— par des *particules matérielles* chargées (électrons, protons, deutons, α...), ou neutres (neutrons) ;

— ou par des *photons.*

Parmi les photons, nous considérerons essentiellement les RX et γ. Nous verrons les propriétés radio-biologiques des U. V. (v. p. 197). Nous ne considérons pas ici les rayonnements de faible énergie — ou de grande longueur d'onde — I. R., ondes centimétriques, dont les propriétés et les utilisations qui en découlent sont très différentes de celles des RX et γ.

Tous ces rayonnements ont en commun de produire des *ionisations* dans le milieu matériel où ils pénètrent et sont de ce fait appelés *rayonnements ionisants.*

Une ionisation résulte de l'éjection d'un électron hors de l'édifice atomique ou moléculaire auquel il appartient. Elle est provoquée en général par l'interaction d'*une particule chargée* avec l'électron :

— la particule peut appartenir au rayonnement incident considéré lorsque celui-ci est constitué de particules chargées et le rayonnement est dit « directement ionisant ». Tel est le cas pour les électrons, protons, deutons, particules α ;

— dans le cas des neutrons ou des photons les particules chargées responsables de l'ionisation (respectivement protons et électrons) n'appartiennent pas au rayonnement incident (dit *rayonnement primaire*) ; ces particules *secondaires* sont mises en mouvement lors des interactions avec le milieu des particules « primaires », qui sont dites « indirectement ionisantes ».

Les ionisations sont à l'origine des effets qui se produisent dans le milieu traversé par le rayonnement, effets qui sont utilisés pour la détection de ces

rayonnements (compteurs de particules, dosimètres) ou leur « visualisation » (écrans luminescents, films radiologiques), et effets biologiques s'il s'agit d'un milieu vivant.

Dans le domaine qui nous intéresse *les électrons* ont une importance majeure soit comme rayonnement primaire, soit plus fréquemment comme rayonnement secondaire des RX et γ. Les électrons sont aussi à l'origine *de la production des RX*.

CHAPITRE PREMIER

INTERACTIONS DES ÉLECTRONS AVEC LA MATIÈRE

Les électrons en mouvement rapide sont obtenus par :

— l'émission β des radio-éléments (p. 78) ;
— des accélérateurs d'électrons (p. 57) ;
— la projection d'électrons secondaires par des photons X et γ.

Leur énergie cinétique T peut, selon les circonstances de leur production (tableau I), avoir des valeurs très différentes qui, dans les cas les plus courants, se situent entre quelques dizaines de keV et quelques MeV.

Dans le milieu matériel où ils sont mis en mouvement, ou vers lequel ils sont projetés, les électrons perdent progressivement leur énergie cinétique

Tableau I. — ÉLECTRONS

Origine	*Énergie*	*Exemples*	*Parcours max. dans l'eau*	TEL (*) keV/μm	DLI (**) Ion/μm
Accélérateurs d'électrons	Monoénergétiques T_0	Accélérateurs Linéaires et Bétatrons $T_0 = 5$ MeV à 40 MeV	$R(cm) = \frac{T_0(MeV)}{2}$	0,20	6,3
Électrons secondaires projetés par les photons X et γ	Spectre $0 < T_0 < T_m$ avec $T_m = E$ (E : énergie des photons)	. Spectre des RX classiques $0 < E < 200$ keV	$R_{max} \simeq 0,5$ mm	2,6	80
		. γ du ^{60}Co E = 1,25 MeV	$R_{max} = 5$ mm	0,36	11
		. Spectre des RX de haute énergie $0 < E < 40$ MeV	$R_{max}(cm) = \frac{E(MeV)}{2}$	0,28	8,5
Émission β	Spectre $0 < T_0 < T_m$	$T_m = 1,7$ MeV [^{32}P] 0,6 MeV [^{131}I]	$R_{max} = 8$ mm $R_{max} = 2,5$ mm		

(*) TEL = Transfert d'énergie linéique moyen pour le spectre des électrons considérés.
(**) DLI = Densité linéique moyenne des ionisations.

au long de leur trajectoire ; ce ralentissement résulte d'évènements individuels ou *interactions élémentaires* qui se produisent entre l'électron incident et une particule chargée du milieu, électron ou noyau.

L'interaction avec un électron est appelée « collision » ; elle entraîne *un transfert d'énergie à la matière* qui est à l'origine des effets produits sur le milieu.

L'interaction avec les noyaux est appelée « freinage » ; elle est à l'origine de la production des RX (de freinage).

Dans les conditions courantes, le premier mécanisme est de loin le plus important.

Les deux termes « collision » et « freinage » sont consacrés par l'usage mais dans les deux cas, il y a un « choc » entre l'électron incident et une particule du milieu et une « perte d'énergie » de l'électron.

Tableau II. — MÉCANISMES DU RALENTISSEMENT DES ÉLECTRONS EN MOUVEMENT

	Interaction avec	*Conséquence*
« *Collision* »	électrons	Ionisation, Excitation, Transferts thermiques → Effets sur le milieu → Détection et effets biol.
« *Freinage* »	noyaux	— Rayonnement X (« fond continu »)

Les deux types d'interaction ont une origine commune : la force électrostatique de Coulomb qui s'exerce entre deux particules chargées. Ils présentent des particularités liées à la masse très différente de la particule cible en cause.

I. — ASPECTS GÉNÉRAUX DE L'INTERACTION D'UN ÉLECTRON AVEC UNE AUTRE PARTICULE CHARGÉE

Soit un électron de masse m et de vitesse v (d'énergie cinétique T) qui passe au voisinage d'une autre particule chargée de masse m', supposée pour simplifier au repos et isolée (fig. 9).

Il s'exerce entre les deux particules une force de Coulomb, dont l'intensité est $F = k\frac{qq'}{x^2}$ (q et q' étant les charges des deux particules et x leur distance qui varie au cours de leur interaction).

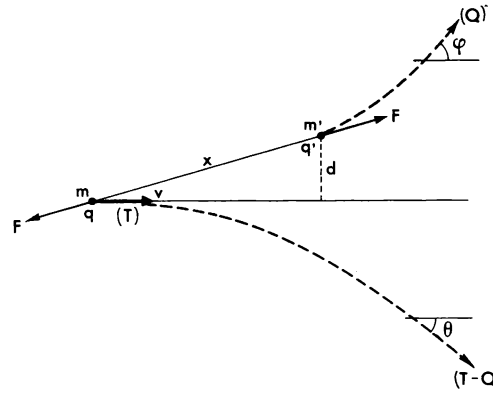


FIG. 9. — *Interaction entre une particule incidente* (masse m, charge q et vitesse v) *et une particule du milieu* (masse m' et charge q').

Sous l'influence de la force F qui varie en intensité et direction au cours de l'interaction :

— la particule cible est projetée dans une direction φ et acquiert une énergie Q qui est prélevée sur l'énergie cinétique T de l'électron incident ;

— l'électron incident est dévié d'un angle θ et son énergie résiduelle après l'interaction est T − Q.

L'interaction doit également satisfaire le principe *de conservation de la quantité de mouvement* ce qui conduit à des relations définies entre les paramètres θ, φ, Q. Les conséquences pratiques de ces relations se comprennent intuitivement en considérant les conditions extrêmes, que nous allons voir.

*1° **Choc très « éloigné ».*** — La particule cible se trouve à une grande distance d de la trajectoire de l'électron incident. La trajectoire de celui-ci se trouve peu modifiée ; la particule cible est projetée un angle $\varphi = \frac{\pi}{2}$ et le transfert d'énergie Q est faible.

*2° **Choc « frontal ».*** — La particule cible se trouve sur la trajectoire de l'électron incident ; elle est projetée vers l'avant ($\varphi = 0$). Le transfert d'énergie a sa valeur maximale Q_{max} qui dépend de la masse m' de la particule libre.

a) $m' = m$ (cas de la collision électron-électron).

L'électron incident transfère toute son énergie à l'électron libre ($Q_{max} = T$) ; il se trouve lui-même arrêté.

b) $m' \gg m$ (cas de l'interaction entre un électron incident et un noyau : $\frac{m'}{m} \simeq 2\,000$ A avec A = nombre de masse du noyau).

L'électron incident rebondit sur la particule cible de masse considérablement plus grande en conservant la quasi-totalité de son énergie cinétique,

et ne transfère à la particule cible qu'une énergie infime $\left(\frac{Q_{max}}{T}\right.$ est proportionnel à $\left.\frac{m}{m'}\right)$.

c) $m' \ll m$ (cas de l'interaction d'une particule lourde (p, d, α) avec un électron). La particule lourde, de vitesse v, conserve après le choc frontal la quasi-totalité de son énergie cinétique et le transfert Q_{max} est faible : l'électron *cible* acquiert une vitesse, que l'on démontre égale à $2v$, et qui ne correspond qu'à une faible énergie cinétique Q_{max} car la vitesse de la particule lourde est généralement faible ($\ll c$).

II. — COLLISION (INTERACTION ÉLECTRON-ÉLECTRON)

Lorsqu'un électron pénètre dans un milieu, qui pour le phénomène considéré est un nuage d'électrons, il entre en interaction coulombienne avec de nombreux électrons plus ou moins distants de sa trajectoire. Chacune de ses interactions entraîne une perte d'énergie Q qui peut prendre toutes les valeurs entre 0 (« collision à l'infini ») et T (« collision frontale »).

Pour de simples raisons géométriques les collisions « lointaines » sont plus nombreuses que les collisions « proximales » ; l'électron perd son énergie surtout par de nombreux et faibles transferts Q, tandis que les transferts très élevés sont rares.

Pour une distance d donnée, le transfert Q dépend de l'énergie T de l'électron incident :

— pour de *très rares* collisions avec un électron voisin de la trajectoire, Q est d'autant plus grand que T est plus élevé ;

— pour les collisions plus éloignées (qui sont considérablement *plus nombreuses*), le transfert Q est *d'autant plus grand que la vitesse de l'électron incident, donc son énergie cinétique, est plus faible* ; ceci s'explique par le fait que la durée de l'application de la force de Coulomb est plus longue.

Sur un petit segment Δx de sa trajectoire l'électron incident, possédant en ce point une énergie cinétique T, entre en collision avec un certain nombre d'électrons et perd de ce fait une énergie ΔT égale à la somme des transferts Q correspondants.

Le *pouvoir d'arrêt* linéique (par collision) du milieu vis-à-vis des électrons d'énergie T est défini par $S_c = \frac{\Delta T}{\Delta x}$. Il s'exprime habituellement en MeV/cm ou en keV/μm. Il dépend de *l'énergie* T et du *milieu*.

La variation de S_c en fonction de T, dans l'eau, est représentée sur la figure 10. Elle montre que, pour T > 300 keV, S_c est pratiquement constant, voisin (à $\pm$ 10 % près) de 2 MeV/cm.

La diminution initiale de S_c lorsque T croît s'explique par le fait que le

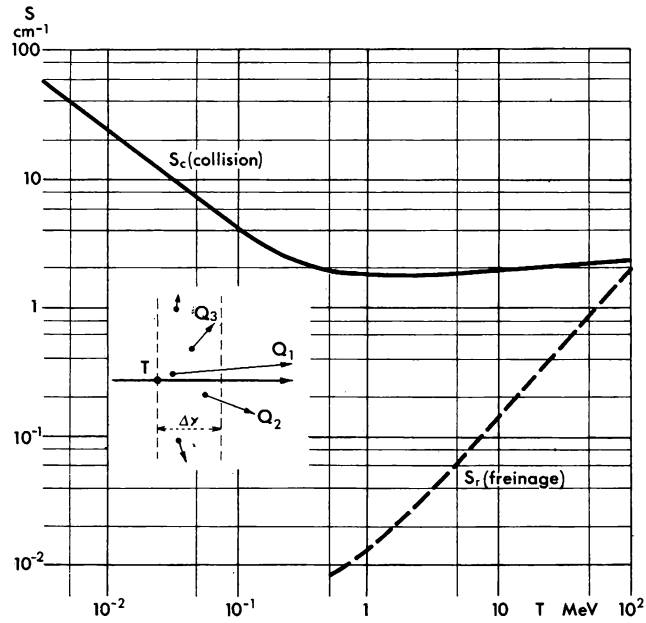


FIG. 10. — *Variation en fonction de l'énergie cinétique T des électrons, du pouvoir d'arrêt par collision et du pouvoir d'arrêt par freinage, dans l'eau.*

transfert d'énergie Q lors d'une collision « éloignée » est d'autant plus faible que la vitesse de l'électron est plus grande.

Pour les électrons de grande énergie (T > 1 MeV), dont la vitesse est très proche de la vitesse de la lumière, la variation de S_c résulte de deux mécanismes que nous nous bornons à citer : la polarisation du milieu (effet Fermi ou effet de densité) et le mécanisme relativiste de « contraction des distances ».

S_c est proportionnel à la densité électronique du milieu (nombre d'électrons/cm^3), c'est-à-dire en première approximation (p. 14) à la masse volumique (g/cm^3) quelle que soit la composition atomique.

III. — FREINAGE. PERTE D'ÉNERGIE PAR FREINAGE

L'interaction d'un électron rapide avec un noyau se traduit en premier lieu par une incurvation de la trajectoire de l'électron sous l'influence de la force coulombienne d'attraction qui produit une accélération centripète (fig. 11) ; en raison de la disparité considérable des masses, le transfert

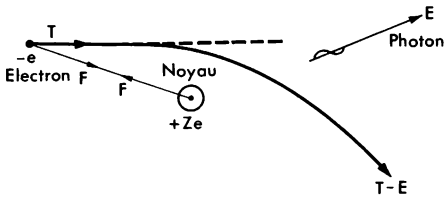


FIG. 11. — *Interaction entre un électron incident et un noyau du milieu (freinage).*

d'énergie est pratiquement nul (v. p. 34). Mais, l'accélération centripète de l'électron va provoquer un autre phénomène : un électron soumis à une accélération intense rayonne de l'énergie sous forme électromagnétique.

En définitive, l'interaction entre l'électron et le noyau qui, en dehors de tout autre phénomène, aurait pour seule conséquence un changement de direction de l'électron, c'est-à-dire une *diffusion*, s'accompagne en fait de l'émission *d'un rayonnement* sous forme d'un photon dont l'énergie E est prélevée sur l'énergie cinétique T de l'électron. L'électron est donc *ralenti* et son énergie cinétique est réduite à T − E. Cette interaction est désignée sous le nom de « freinage » et le rayonnement émis est le « rayonnement de freinage » ou « *Bremsstrahlung* ».

Les photons émis ont pour énergie E une valeur comprise entre O et T, correspondant à des freinages plus ou moins intenses (schématiquement selon que la distance entre le noyau et la trajectoire initiale de l'électron est plus ou moins grande). La distribution spectrale sera étudiée plus loin (p. 57, Production des RX) ; disons seulement que pour de simples raisons géométriques — analogues à celles que nous avons vues plus haut pour la collision — les photons de faible énergie E sont les plus nombreux et les photons d'énergie E voisine de T très rares.

L'énergie perdue en moyenne par un électron d'énergie T, par les « freinages » qu'il subit sur un segment Δx de sa trajectoire, a une valeur ΔT_r (somme des énergies des photons émis).

On définit le *pouvoir d'arrêt* par « freinage » par :

$$S_r = \frac{\Delta T_r}{\Delta x}.$$

S_r est en première approximation proportionnel à l'énergie T des électrons, à Z^2 et à la densité des noyaux (nombre de noyaux — ou d'atomes — par unité de volume). Sa variation pour l'eau, est représentée sur la figure 10.

IV. — POUVOIR D'ARRÊT TOTAL

$$\Delta T = (S_c + S_r).\Delta x$$

La perte d'énergie *par collision* est en pratique le mécanisme le plus important. En effet, S_r ne devient supérieur à S_c que pour les énergies T très élevées (environ 100 MeV dans l'eau ou l'air) ou dans des milieux de Z très élevés (environ 10 MeV dans le plomb). Pour les milieux et les énergies qui nous intéressent, le ralentissement des électrons dans la matière résulte *essentiellement des collisions* ; le seul intérêt pratique du freinage est d'être à l'origine de *la production des RX* dans les milieux de Z élevé.

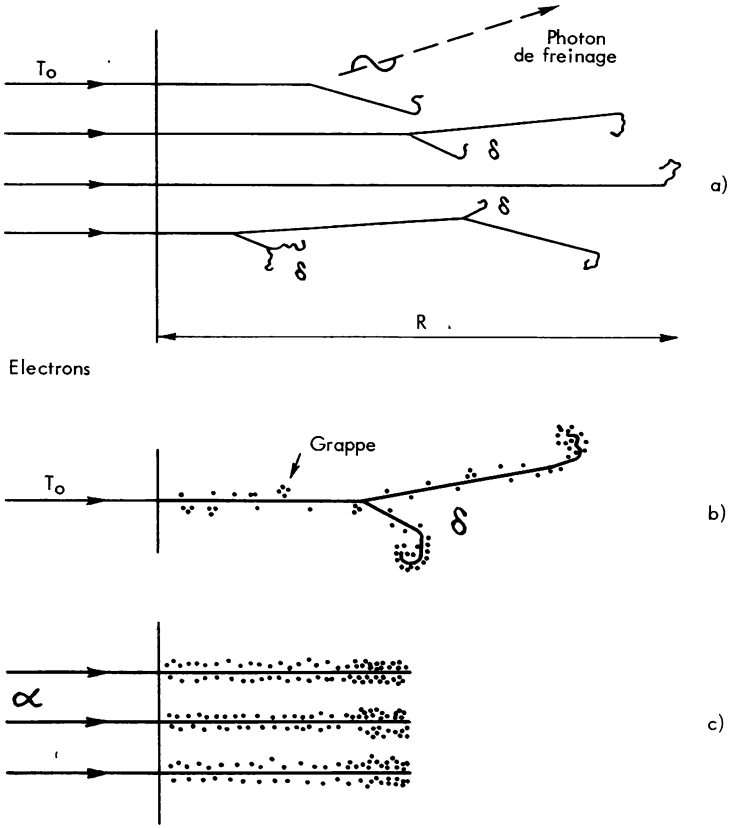


FIG. 12. — *Trajectoires des électrons dans un milieu*

a) aspect général des trajectoires,
b) distribution des ionisations produites dans le milieu,
c) pour comparaison — Trajectoires de particules α.

(La densité des ionisations est beaucoup plus élevée que ne le représente la figure et la longueur de la trajectoire des α est considérablement plus courte que celle des électrons).

V. — LONGUEUR DE TRAJECTOIRE ET PARCOURS APPARENT

Un électron d'énergie initiale T_0 perd progressivement son énergie dans le milieu et sa trajectoire se termine lorsque son énergie est réduite à la valeur pratiquement nulle (0,025 eV) correspondant à l'agitation thermique.

Le ralentissement s'effectue surtout par de nombreux mais faibles transferts d'énergie qui n'affectent pas sensiblement la direction de l'électron et la trajectoire serait rectiligne s'il n'y avait quelques rares transferts d'énergie élevés qui introduisent un brusque changement de direction et donnent à la trajectoire la forme d'une ligne brisée (fig. 12). Les changements de direction sont plus rapprochés et plus importants vers la fin de la trajectoire qui prend l'aspect d'un peloton très contourné.

Pour un électron de grande énergie, la longueur moyenne de la trajectoire est dans l'eau $R(\text{cm}) = \dfrac{T_0(\text{MeV})}{2}$, correspondant au fait que $S_c \simeq 2$ MeV/cm sur la quasi-totalité de la longueur de la trajectoire, puisque l'accroissement de S_c ne se manifeste qu'en fin de trajectoire lorsque $T < 300$ keV. Pour les électrons de plus faible énergie, la trajectoire est plus courte que ne l'indique la formule précédente, en raison de la valeur plus élevée de S_c.

Dans un milieu de masse volumique $\rho(\text{g/cm}^3)$, la longueur de la trajectoire est approximativement $\dfrac{R\,(\text{eau})}{\rho}$, la nature du milieu n'intervenant que de façon accessoire.

Les quelques transferts élevés entraînent une fluctuation d'une trajectoire à l'autre ; de plus, du fait des changements de direction (diffusion) la profondeur à laquelle se termine une trajectoire est généralement inférieure à la longueur totale de la trajectoire (fig. 12). La profondeur maximale de pénétration représente le parcours « pratique » ; elle est à peu près égale à la longueur de la trajectoire R définie plus haut.

CHAPITRE II

EFFETS ÉLÉMENTAIRES PRODUITS DANS LE MILIEU

L'absorption d'énergie par le milieu s'effectue par les transferts d'énergie Q qui se produisent lors *des collisions* entre les électrons incidents et les électrons du milieu. Ces derniers appartiennent à des édifices atomiques ou moléculaires auxquels ils sont liés *avec une certaine énergie de liaison W* (p. 21). Pour les électrons « des couches les plus externes » qui sont *les plus nombreux*, W est de l'ordre de quelques eV à une dizaine d'eV.

1° Ionisation. Excitation.

Le transfert d'énergie Q à un électron peut, selon son importance, avoir diverses conséquences :

— Si Q > W, l'électron cible est extrait de son orbite ; il en résulte *l'ionisation* de l'édifice atomique ou moléculaire auquel il est arraché, et l'énergie résiduelle Q − W est emportée sous forme d'énergie cinétique par l'électron projeté. Lorsque cette énergie est nettement supérieure à 100 eV, la trajectoire de l'électron projeté s'individualise en se détachant de la trajectoire primaire. Il est alors appelé *électron δ* (fig. 12). L'électron δ subit dans le milieu des interactions de même type que celles de l'électron primaire, en particulier des ionisations. Lorsque Q est de l'ordre de 100 eV les quelques ionisations produites sont très voisines et forment une « grappe » (fig. 12).

— Si le transfert Q est modérément inférieur à W, il est insuffisant pour provoquer l'ionisation mais peut porter l'électron à un niveau énergétique plus élevé (p. 23) : l'atome (ou la molécule) est *excité*.

— Les transferts très faibles, insuffisants pour provoquer l'excitation se transforment en énergie *thermique* (augmentation de la vitesse de translation, de rotation ou de vibration des molécules).

D'après ce que nous avons vu plus haut, les transferts Q sont d'autant plus nombreux que la valeur Q est plus faible.

L'ionisation d'une molécule nécessite une énergie variable selon la molécule en cause et l'électron intéressé ; cette énergie est schématiquement de 16 eV pour l'eau. Les excitations nécessitent une énergie plus faible, quelques eV, et sont environ trois fois plus fréquentes que les ionisations. Les transferts thermiques correspondent à des transferts Q encore plus faibles sont encore plus nombreux.

En moyenne, lorsque l'électron incident produit dans l'eau une ionisation correspondant à la perte de 16 eV, il produit également trois excitations et un nombre plus grand de transferts thermiques, qui représentent une perte d'énergie du même ordre (16 eV). Ainsi, pour *une ionisation* créée dans le milieu, l'électron incident perd en moyenne 32 eV : on appelle énergie moyenne perdue pour une ionisation ou plus brièvement « énergie moyenne par ionisation », cette énergie $\bar{W}$ (32 eV dans l'eau, 34 eV dans l'air).

$\bar{W}$ est une caractéristique du milieu et *ne dépend pratiquement pas* de l'énergie de la particule incidente, ni de sa nature.

Lorsqu'un électron perd, par collision, une énergie ΔT_c, il se produit dans le milieu $\frac{\Delta T_c}{\bar{W}}$ ionisations : par exemple, dans l'eau, un électron de 1 MeV perd 190 keV sur un segment de trajectoire de 1 mm, ce qui correspond à la production de 6 000 ionisations/mm ; lorsqu'un électron de 500 keV épuise son énergie dans l'eau, il produit au total 15 600 ionisations.

2° Transfert linéique d'énergie (TEL). Densité linéique des ionisations (DLI).

La *distance moyenne* des ionisations au long de la trajectoire d'une particule ionisante a une grande importance en radiobiologie car la probabilité des réactions entre les ions produits par des ionisations voisines lui est directement liée (p. 168).

La densité linéique moyenne des ionisations, nombre d'ionisations par unité de longueur est une expression équivalente. On considère plus habituellement *le transfert linéique d'énergie* ou TEL qui est, en première approximation [1], égal au pouvoir d'arrêt par collision S_c ; il est lié à la DLI par :

$$TEL = (DLI) \times \bar{W}$$

Les valeurs courantes du TEL et de la DLI sont indiquées dans le tableau I.

[1] Cette approximation conduit à surestimer la DLI au long de la trajectoire de l'électron, car les δ produisent un certain nombre d'ionisations à distance de la trajectoire « primaire ». Une expression plus exacte du TEL est obtenue en comptant à part l'énergie transférée aux δ : le TEL au long de la trajectoire primaire est alors inférieur à S_c et on détermine séparément le TEL (beaucoup plus élevé) correspondant aux δ.

CHAPITRE III

PARTICULES LOURDES CHARGÉES ET NEUTRONS

Bien que leur importance en Médecine et en Biologie soit très inférieure à celle des électrons (et des photons), ces particules sont utiles à connaître en raison des problèmes qu'elles posent en Protection et de leur intérêt en Radiobiologie.

1° Particules lourdes chargées.

Des particules lourdes chargées (protons, deutons, particules α) sont émises par des réactions nucléaires, désintégrations radio-actives spontanées ou réactions provoquées par bombardement de noyaux avec des particules accélérées ; leur énergie est alors de l'ordre de quelques MeV. Ces particules peuvent aussi être accélérées artificiellement avec des cyclotrons qui permettent d'atteindre couramment des énergies de plusieurs dizaines de MeV.

Les particules lourdes chargées pénétrant dans un milieu perdent progressivement leur énergie au cours *de collisions* avec les électrons du milieu.

La disparité considérable des masses entraîne les particularités suivantes :

— le transfert d'énergie Q est faible (p. 34),

— la particule lourde subit peu de déviation par rapport à sa direction initiale : elle a une *trajectoire rectiligne*,

— il y a peu de fluctuations d'une trajectoire à l'autre et les longueurs des trajectoires sont pratiquement égales.

Dans le milieu, un proton ou un deuton se comportent pratiquement comme un électron ayant la même vitesse ; les énergies cinétiques étant proportionnelles aux masses, correspondent, par exemple, à 1 keV pour l'électron, 1,8 MeV pour le proton et 3,7 MeV pour le deuton.

Pour les énergies cinétiques de quelques MeV, les particules lourdes ont des vitesses relativement faibles et leur pouvoir d'arrêt est très élevé (identique à celui d'électrons de très faible énergie).

La valeur très élevée du pouvoir d'arrêt a deux conséquences principales :

a) Le parcours des particules lourdes est *à énergie égale*, beaucoup plus petit que celui des électrons, quelques cm dans l'air, quelques dizaines de μm dans l'eau : par exemple les α du Polonium (T = 5,3 MeV) ont un parcours de 4 cm dans l'air et de 50 μm dans l'eau.

b) Le TEL (et la densité linéique des ionisations) au long de la trajectoire est très élevé (pour les α du Po, TEL = 150 keV/μm et DLI = 4 700 ions/μm dans l'eau), ce qui confère à ces particules une « efficacité biologique » élevée (p. 182). Il croît au long de la trajectoire à mesure que la vitesse de la particule diminue (courbe de Bragg).

2° Neutrons.

Des neutrons de grande énergie T_n (quelques MeV à quelques dizaines de MeV) sont produits par de nombreuses réactions nucléaires. Ces réactions peuvent être provoquées par le bombardement de certains noyaux avec des particules lourdes accélérées, ou par la *fission* des atomes lourds (p. 71).

Les neutrons rapides perdent leur énergie cinétique au cours de chocs avec les noyaux atomiques. Au cours du choc, le neutron change de direction et transfère une partie Q de son énergie T_n au noyau heurté. Ces interactions sont aléatoires ; la longueur de la trajectoire et la profondeur atteinte dans le milieu sont très variables d'un neutron à l'autre et on ne peut pas définir de *parcours* comme pour les particules chargées.

Le transfert d'énergie Q est maximal lorsque la masse du noyau est égale à celle du neutron ; on a alors, $Q = T_n$ lors d'un choc frontal (p. 33). L'hydrogène est donc le milieu le plus efficace pour le ralentissement : pour arrêter les neutrons, on utilise des milieux riches en Hydrogène comme la paraffine ; dans les milieux biologiques, le phénomène principal est l'interaction avec les noyaux d'Hydrogène.

Le noyau d'Hydrogène (libre ou lié dans une molécule) qui est percuté par le neutron, est projeté en se détachant de son électron, c'est-à-dire, sous forme d'un *proton*. Le proton perd son énergie cinétique par collision avec les électrons du milieu ; les neutrons, particules indirectement ionisantes, provoquent des ionisations par l'intermédiaire *des protons secondaires* qu'ils mettent en mouvement et ceux-ci sont les agents directs des effets produits dans le milieu.

Les neutrons sont dits « thermiques » lorsque leur énergie cinétique est réduite à une valeur très faible, correspondant à l'énergie cinétique de l'agitation thermique. Les *neutrons thermiques* sont absorbés dans le milieu par capture nucléaire.

Les neutrons connaissent quelques applications médicales et biologiques :

— En Radiodiagnostic, les milieux « opaques » aux neutrons sont différents des milieux opaques aux Rayons X, ce qui permet de visualiser des structures qui ne donnent pas de contraste avec les Rayons X.

— En Radiothérapie, la très grande densité des ionisations au long des trajectoires des protons secondaires confère aux neutrons des propriétés radiobiologiques propres aux rayonnements à TEL élevé.

Mais, leurs applications principales sont la production des radio-éléments et l'analyse par activation.

En dehors des applications médicales, la présence de neutrons au voisinage des piles atomiques et des accélérateurs — produits principalement par réaction (γ, n) (p. 47) — soulève des problèmes de protection.

CHAPITRE IV

INTERACTIONS DES PHOTONS AVEC LA MATIÈRE

Lorsqu'un faisceau de RX ou γ pénètre dans un milieu matériel, on constate une disparition progressive des photons (photons primaires) qui le constituent. Cette diminution du nombre des photons incidents, appelée *atténuation*, est due à l'interaction d'un certain nombre de photons avec les particules matérielles et plus particulièrement les électrons.

Lors d'une interaction, interaction élémentaire, entre un photon et un électron, l'énergie du photon est — au moins en partie — transférée à l'électron qui est projeté. L'énergie cinétique de l'électron *(électron secondaire)* s'épuise en provoquant des ionisations dans le milieu selon les mécanismes de collision qui ont été vus au chapitre I. L'énergie cinétique des électrons secondaires ainsi *absorbée* par la matière est responsable des effets qui se produisent dans un milieu irradié par des rayons X ou γ.

Une partie de l'énergie des photons qui entrent en interaction avec la matière se retrouve sous forme de photons dont l'énergie et la direction diffèrent de celles des photons incidents : ce sont les photons *secondaires* ou *diffusés*.

Ces phénomènes d'atténuation et d'absorption sont à l'origine des applications des faisceaux des RX et γ en Radiodiagnostic et en Radiothérapie.

Nous décrirons d'abord les divers types d'interaction qui peuvent se produire, puis nous étudierons les coefficients qui en expriment la probabilité.

I. — MÉCANISMES DES INTERACTIONS ENTRE LES PHOTONS ET LES PARTICULES MATÉRIELLES

Un photon peut entrer en interaction avec un électron du milieu et plus rarement avec un noyau.

La cause de l'interaction réside dans les forces qui s'exercent à très courte

distance entre le champ électro-magnétique associé au photon et le champ électrique de l'électron — ou du noyau —. L'image d'un choc entre corpuscules matériels suffit à l'interprétation de ces évènements, le photon étant considéré comme un projectile d'énergie cinétique E, ayant une masse dynamique : $\frac{E}{c^2}$ et une quantité de mouvement $\frac{E}{c}$.

Les principales interactions sont l'effet Compton et l'effet photo-électrique.

1° Effet Compton.

Le photon incident d'énergie E entrant en interaction avec un électron (fig. 13) lui transfère une énergie E_a et le reste de l'énergie est emporté par un photon diffusé d'énergie E_s. On a donc $E = E_a + E_s$.

L'interaction doit satisfaire aussi la loi de conservation de la quantité de mouvement ce qui impose certaines relations (relations de Compton) entre les énergies E_a, de l'électron Compton et E_s du photon diffusé et les angles auxquels ils sont émis.

L'énergie E_a est comprise entre 0 (choc « tangentiel ») et $(E_a)_{max}$ (choc « frontal »). Les relations de Compton font apparaître qu'un photon ne peut pas transférer toute son énergie à une particule isolée, il y a donc toujours un photon diffusé dont l'énergie est comprise entre $E_s = E$ (choc « tangentiel ») et $(E)_{min}$ (choc « frontal ») ; dans ce dernier cas, le photon diffusé est renvoyé « vers l'arrière ».

L'effet Compton peut se produire sur toutes les couches électroniques mais l'énergie de liaison W_i de l'électron peut être négligée devant E sauf, dans les milieux de Z élevé, pour les électrons des couches internes qui sont relativement peu nombreux. En définitive, l'énergie E_a est en quasi-totalité emportée sous forme *d'énergie cinétique* par l'électron Compton ; elle est *absorbée* par le milieu au voisinage du point où a eu lieu l'interaction.

Le fait important est que, pour les photons d'énergie E très élevée, la majeure partie de l'énergie E du photon est transférée à l'électron Compton (et finalement absorbée par le milieu), tandis que pour les photons de faible énergie E, la quasi-totalité de l'énergie E est emportée par le photon diffusé ; dans ce dernier cas, le résultat pratique de l'effet Compton est donc équivalent à une diffusion (changement de direction) du photon incident : par exemple, pour E = 50 keV, en moyenne $\bar{E}_a = 5$ keV et $\bar{E}_s = 45$ keV tandis que pour E = 1 MeV, en moyenne $\bar{E}_a = 500$ keV et $\bar{E}_s = 500$ keV.

2° Effet photo-électrique.

Le phénomène doit se comprendre comme l'absorption par un atome de la totalité de l'énergie E du photon incident (fig. 13). Cette énergie excéden-

taire est transférée à un électron qui est éjecté de sa couche électronique (énergie de liaison W_i) et emporte l'excédent sous forme d'énergie cinétique :

$$E_a = E - W_i$$

L'effet photo-électrique ne peut avoir lieu avec un électron d'une couche i, que si $E \geqslant W_i$.

Il se produit en fait presque uniquement sur les électrons de la couche

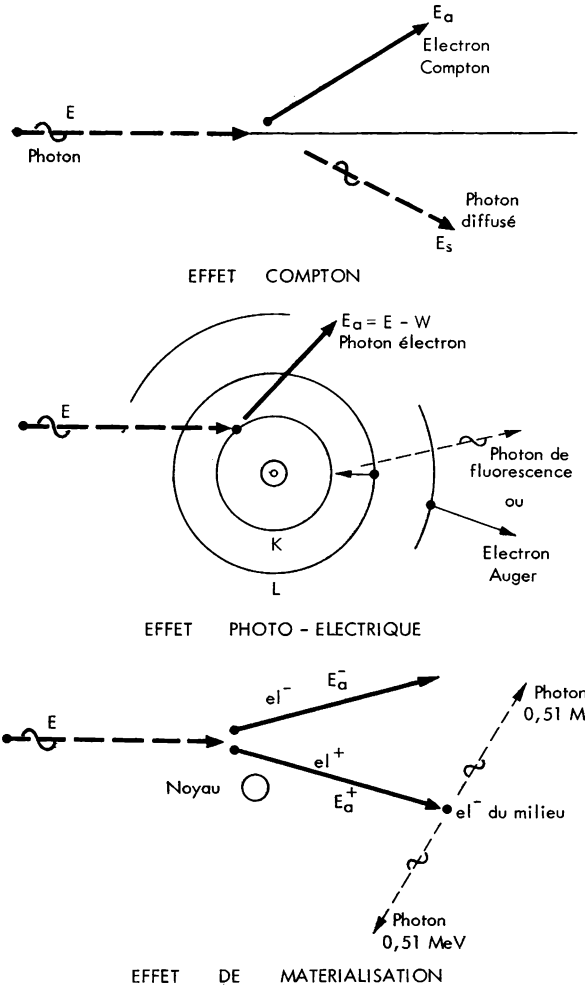


FIG. 13. — *Principales interactions entre les photons et la matière.*

pour laquelle W_i est la plus proche de E — par valeur inférieure —, c'est-à-dire en pratique sur les couches internes, pour les RX.

L'énergie cinétique E_a du photo-électron est absorbée par le milieu.

L'ionisation sur la couche *i* à laquelle appartenait l'électron est suivie de l'émission de photons de fluorescence (p. 23) ou, pour les milieux de Z relativement faible, de la projection d'électrons Auger dont l'énergie cinétique est également absorbée par le milieu ; dans le deuxième cas, la quasi-totalité de l'énergie E est finalement absorbée par le milieu.

Les autres effets dont l'importance pratique est relativement mineure sont décrits brièvement.

3° Diffusion simple.

Le photon incident absorbé par l'atome est réémis avec la même énergie E dans une direction quelconque. Ce phénomène équivaut à un simple changement de direction du photon incident.

4° Matérialisation.

Dans le champ électrique intense qui règne au voisinage d'un noyau, le photon peut se matérialiser sous forme de deux électrons positif et négatif (fig. 13).

Une énergie 2 × 0,51 MeV, correspondant à leur masse, est dépensée à créer les deux électrons ; l'excédent d'énergie se partage entre les énergies cinétiques des deux électrons : $E = 1{,}02\ \text{MeV} + E_a^+ + E_a^-$ et l'interaction ne peut avoir lieu que si E est supérieur à 1,02 MeV.

La présence du noyau est nécessaire pour satisfaire l'équation de conservation de la quantité de mouvement et la réaction ne peut pas avoir lieu dans le vide.

Le positron épuise son énergie cinétique de la même façon que l'électron négatif en subissant des collisions dans le milieu ; celui-ci absorbe donc l'énergie cinétique $Ea^+ + Ea^-$ des deux électrons. En fin de trajectoire, le positron rencontrant un électron négatif du milieu, les deux électrons s'annihilent et l'énergie qui est libérée se retrouve sous forme de deux *photons d'annihilation* de 2 × 0,51 MeV.

5° Réaction nucléaire.

Un photon peut être absorbé par un noyau qui se trouve porté à un état d'instabilité et se désintègre généralement en émettant un neutron. Cette réaction nucléaire, appelée réaction (*γ*, *n*) s'écrit :

$$ {}^{A}_{Z}X + {}^{0}_{0}\gamma \rightarrow {}^{A-1}_{Z}X + {}^{1}_{0}n $$

Elle aboutit à la formation de l'isotope ${}^{A}_{Z}{}^{-1}X$ — généralement radio-actif — du noyau ${}^{A}_{Z}X$ initial : par exemple, ${}^{12}C(\gamma, n){}^{11}C$; ${}^{16}O(\gamma, n){}^{15}O$.

La réaction ne se produit que pour des photons d'énergie très élevée. Elle est à l'origine de la radio-activité — très faible — qui est produite dans les tissus irradiés par des RX de très haute énergie ; elle est aussi à l'origine des neutrons qui se rencontrent autour des accélérateurs de RX de haute énergie et qui soulèvent des problèmes de protection.

II. — COEFFICIENT D'ATTÉNUATION

Il exprime la probabilité pour un photon de subir une interaction avec la matière.

On le définit de la façon suivante (fig. 14). Soit un nombre N de photons

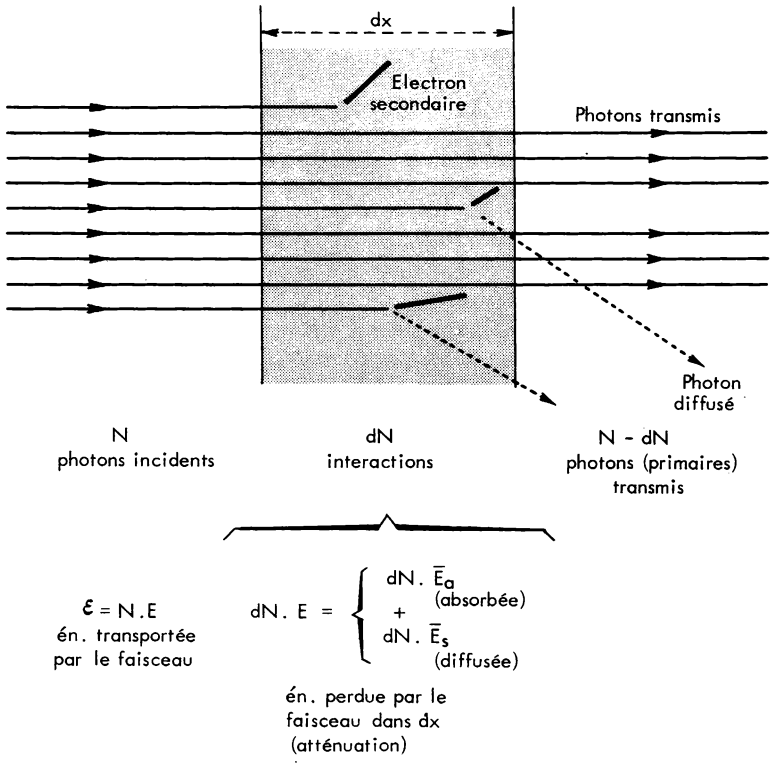


FIG. 14. — *Signification de l'atténuation, de l'absorption et de la diffusion des photons à la traversée d'une épaisseur dx de matière.*

d'énergie E traversant une lame matérielle d'épaisseur infinitésimale dx ; il se produit un nombre $|dN|$ d'interactions des divers types décrits plus haut, qui est proportionnel à N et à dx, soit :

$$|dN| = \mu N dx$$

Le coefficient de proportionnalité, μ, est appelé *coefficient (linéique) d'atténuation.* Il représente bien la probabilité plus ou moins grande pour un photon de subir une interaction à la traversée de la lame matérielle. Il a pour dimension (longueur)$^{-1}$ et s'exprime généralement « par cm » ou en cm^{-1}.

Chaque interaction correspond à la *disparition d'un photon incident* et la variation du nombre N est :

$$dN = -\mu N dx$$

(le signe − soulignant qu'il s'agit d'une diminution).

Cette relation permettra (p. 115) de calculer le nombre des photons qui traversent sans subir d'interaction une épaisseur x quelconque de matière.

Le coefficient μ dépend de la *nature du milieu* et de *l'énergie E.*

Il est commode pour analyser sa variation de distinguer les coefficients relatifs à chacun des effets (nous nous limiterons aux trois principaux).

A la traversée de dx se produisent :

$\sigma N\, dx$	Effets Compton
$\tau N\, dx$	Effets photo-électriques
$\pi N\, dx$	Effets de matérialisation

soit au total $(\sigma + \tau + \pi)N.dx = \mu N\ dx$ interactions.

σ, τ et π sont respectivement les coefficients linéiques d'interaction des trois effets considérés.

Pour des photons d'énergie E traversant un milieu donné, les trois effets peuvent se produire, mais avec une probabilité différente selon l'énergie des photons et la nature du milieu.

1° Coefficient de l'effet Compton (σ).

— Il décroît lorsque E augmente (très grossièrement en 1/E) (fig. 15).

— Il est proportionnel à la masse volumique ρ(g/cm^3) mais ne dépend pratiquement pas du numéro atomique Z du milieu $\left(\frac{\sigma}{\rho}\right.$ a donc la même valeur dans tous les milieux et ne dépend que de E).

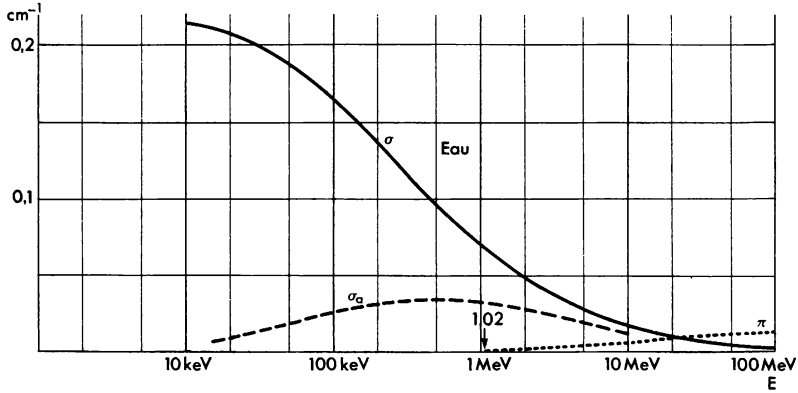


FIG. 15. — *Variation du coefficient d'atténuation (σ) et du coefficient d'absorption (σ_a) de l'effet Compton en fonction de l'énergie E des photons dans l'eau.*

On a représenté également le coefficient de matérialisation π.

2° Coefficient de l'effet photo-électrique (τ).

Le coefficient τ :

— diminue rapidement lorsque E augmente (à peu près en $1/E^3$) ;
— croît rapidement lorsque Z augmente (à peu près en Z^3) ;
— est proportionnel à la masse volumique ρ.

Pour une espèce de numéro atomique Z déterminé, les effets photoélectriques se produisent à peu près exclusivement avec des électrons de la couche K lorsque E est supérieur à W_k

$$\tau = C_k \rho \frac{Z^3}{E^3}$$

où C_k est une constante caractéristique de la couche K pour tous les atomes.

Lorsque E est compris entre W_l et W_k, les effets photoélectriques se produisent à peu près exclusivement sur la couche L. Le coefficient prend l'expression :

$$\tau = C_l \rho \frac{Z^3}{E^3} \qquad (C_l \text{ est inférieur à } C_k)$$

De façon générale, la variation de τ est exprimée par la relation :

$\tau = C_i \rho \dfrac{Z^3}{E^3}$ où la constante C_i présente de brusques discontinuités lorsque

$$E = W_k, \quad E = W_l, \ldots$$

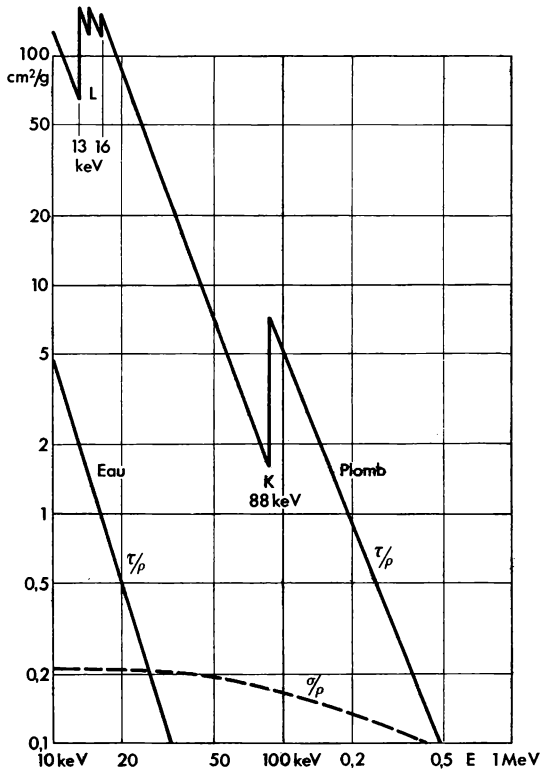


FIG. 16. — *Variation du coefficient massique τ/ρ de l'effet photo-électrique dans l'eau et dans le plomb.*

On a indiqué pour comparaison la variation du coefficient massique σ/ρ de l'effet Compton (identique pour tous les milieux).

Les discontinuités M du plomb ($W_m = 3{,}8$ keV) et K de l'eau ($W_k = 0{,}5$ keV) se trouvent hors des limites du graphique.

3° Coefficient de matérialisation (π).

Il est nul lorsque E est inférieur à 1,02 MeV. Il croît avec E (fig. 15) et avec Z. Il est proportionnel à ρ.

La comparaison des trois coefficients montre que dans un *milieu déterminé*, l'effet photo-électrique est prédominant lorsque E est faible, l'effet de matérialisation lorsque E est élevé et l'effet Compton pour les valeurs intermédiaires.

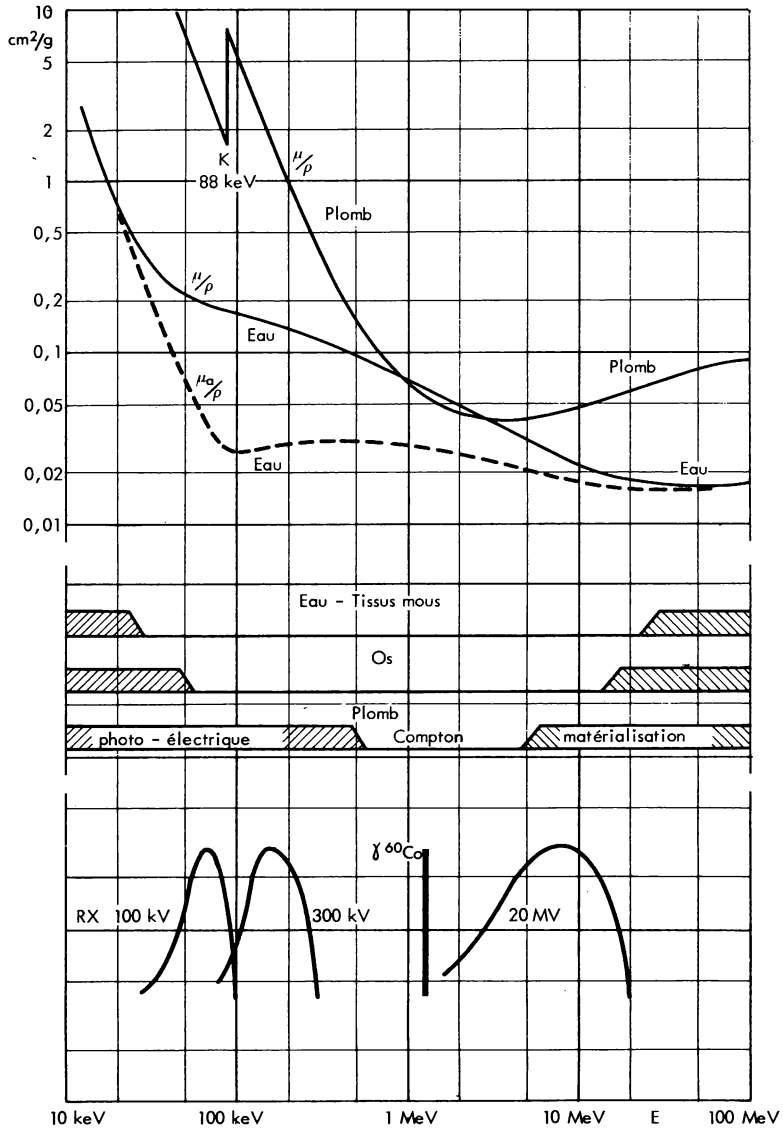


FIG. 17. — *Coefficient massique global d'atténuation (μ/ρ) dans l'eau et le plomb ;* coefficient massique global d'absorption ($\mu a/\rho$) dans l'eau.
Domaine pratique des différents types d'interaction (partie moyenne de la figure) dans l'eau, l'os et le plomb.
La partie inférieure du graphique schématise les distributions spectrales de quelques rayonnements courants.

On peut ainsi définir trois domaines d'énergie où chacun des effets est prédominant (fig. 17). L'étendue du domaine « Compton » diminue lorsque le Z augmente ; elle est étroite dans le plomb tandis que dans l'eau et les tissus mous au contraire, l'effet Compton est *prédominant* pour la quasi-totalité des photons X et γ utilisés en médecine.

III. — COEFFICIENT MASSIQUE D'ATTÉNUATION

Le coefficient *linéique* d'atténuation, $\mu(\text{cm}^{-1})$ est proportionnel à la masse volumique $\rho(\text{g/cm}^3)$ du milieu.

Le rapport $\frac{\mu}{\rho}(\text{cm}^2/\text{g})$ est indépendant de ρ, c'est-à-dire du degré de compression de la matière : tandis que μ est par exemple très différent entre l'eau et la vapeur d'eau, $\frac{\mu}{\rho}$ a la même valeur pour ces deux états ; de même les $\frac{\mu}{\rho}$ sont très voisins pour l'eau et pour l'air tandis que les μ sont très différents.

$\frac{\mu}{\rho}$ est appelé *coefficient massique d'atténuation* (de même les coefficients relatifs à chacun des effets peuvent être présentés sous la forme de coefficient massique).

Au coefficient massique s'associe l'expression de l'épaisseur d'une lame matérielle en termes de *masse surfacique.*

La relation $dN = -\mu N dx$ peut s'écrire $dN = -\frac{\mu}{\rho} N(\rho dx)$

(ρdx) est la masse surfacique ; elle se mesure en g/cm^2.

Elle fournit, pour la quantité de matière contenue dans l'épaisseur de la lame, une représentation plus expressive que l'épaisseur « linéique » — en cm — car elle fait abstraction du degré de compression de la matière. On l'obtient directement en divisant la masse d'une lame matérielle par sa surface. Pour une lame de faible épaisseur Δx, cette méthode de pesée est la plus précise pour déterminer l'épaisseur

$$\Delta x = \frac{\text{volume de la lame}}{\text{épaisseur de la lame}} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\text{masse de la lame}}{\text{aire de la lame}} = \frac{1}{\rho} \cdot \text{masse surfacique.}$$

Mais, il est aussi simple pour les problèmes considérés ici de s'en tenir à la mesure de $(\rho \Delta x)$, ce qui ne nécessite pas de connaître la valeur exacte de la masse volumique ρ.

IV. — COEFFICIENT D'ABSORPTION. COEFFICIENT DE DIFFUSION

Lorsque (dN) interactions se produisent dans une lame matérielle d'épaisseur dx, elles entraînent pour le rayonnement incident la disparition de (dN) photons, c'est-à-dire la perte d'une énergie (dN).E.

Une partie de cette énergie se retrouve sous forme d'énergie cinétique des électrons secondaires (électrons Compton, photo-électrons, électrons de matérialisation et également électrons Auger) et le reste sous forme de photons secondaires (photons diffusés Compton, photons de fluorescence, photons de matérialisation).

L'énergie qui se retrouve sous forme d'énergie cinétique électronique a une importance particulière : elle s'épuise dans le milieu en provoquant des ionisations qui sont à l'origine des effets qui se produisent dans le milieu. L'énergie cinétique des électrons est *absorbée* par le milieu au voisinage immédiat du point où les électrons secondaires sont mis en mouvement.

L'énergie transférée aux photons secondaires est emportée à distance, voire en dehors du milieu irradié. Le devenir des photons diffusés dépend de l'étendue du milieu et du volume traversé par le faisceau incident ; il devra être étudié à part (p. 118).

Si on désigne par $\bar{E}_a$ et $\bar{E}_s$ l'énergie qui est en moyenne, lors d'une interaction, emportée par le (ou les) électrons secondaires d'une part, et par les photons secondaires d'autre part, on peut écrire :

$$E = \bar{E}_a + \bar{E}_s$$

$$dN.E = dN.\bar{E}_a + dN.\bar{E}_s$$

énergie perdue par le faisceau incident (atténuation)	énergie cinétique des électrons secondaires (absorption)	énergie des photons secondaires (diffusion)

ou en fraction de l'énergie $\mathscr{E} = NE$ transportée par le faisceau incident :

$$\frac{dN}{N}\frac{E}{E} = \frac{dN}{N}\frac{\bar{E}_a}{E} + \frac{dN}{N}\cdot\frac{\bar{E}_s}{E}$$

Comme $\frac{dN}{N} = -\mu dx$ (p. 49) on a

$$\mu dx = \mu\frac{\bar{E}_a}{E}dx + \mu\frac{\bar{E}_s}{E}dx$$

a) On appelle *coefficient d'absorption* le terme $\mu_a = \mu\frac{\bar{E}_a}{E}$.

$\mu_a dx$ représente la fraction de l'énergie du rayonnement incident qui, à la traversée de dx, est convertie en énergie cinétique des électrons secondai-

res et sera finalement absorbée par le milieu ; l'énergie transférée par les photons aux électrons secondaires est donc $\mu_a \mathscr{E} . dx$.

On peut distinguer les *coefficients d'absorption* relatifs à chaque type d'interaction :

σ_a pour l'effet Compton, τ_a pour l'effet photo-électrique, π_a pour l'effet de matérialisation avec $\mu_a = \sigma_a + \tau_a + \pi_a$.

— Pour l'effet photo-électrique on a vu que la quasi-totalité de l'énergie E du photon incident était transformée en énergie cinétique électronique :

$$E_a \simeq E \qquad \text{et on a} \qquad \tau_a \simeq \tau.$$

— Pour la matérialisation il en est de même si $E \gg 1{,}02$ MeV et on a :

$$\pi_a \simeq \pi.$$

Pour ces deux effets, *atténuation* et *absorption* sont en première approximation égales et la *diffusion* est négligeable.

— L'effet Compton est la cause principale de la distinction qui doit être faite entre *atténuation* et *absorption* :

pour de faibles énergies E on a $\bar{E}_a \ll E$ et $\sigma_a \simeq 0$; lorsque l'énergie E croît, $\frac{\bar{E}_a}{E}$ tend vers 1 et $\sigma_a \to \sigma$.

La variation de σ_a et de μ_a dans l'eau en fonction de E est représentée sur les figures 15 et 17.

On peut comme précédemment considérer le *coefficient linéique d'absorption* μ_a ou le *coefficient massique d'absorption* $\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)$.

b) Le *coefficient de diffusion* correspond à $\mu_s = \mu . \frac{\bar{E}_s}{E}$; sa valeur se déduit de : $\mu = \mu_a + \mu_s$.

TROISIÈME PARTIE

PRODUCTION DES RAYONNEMENTS ET RADIOACTIVITÉ

CHAPITRE PREMIER

PRODUCTION DES RAYONS X

Les faisceaux de rayons X utilisés en Médecine sont généralement produits par des « tubes à rayons X » dont le principe est représenté sur la figure 18 : dans une enceinte de verre où règne un vide poussé, les électrons émis par un filament sont accélérés vers une anode (presque toujours en tungstène) sous l'influence d'une différence de potentiel établie entre les deux pièces métalliques.

L'émission des rayons X est la conséquence des interactions qui se produi-

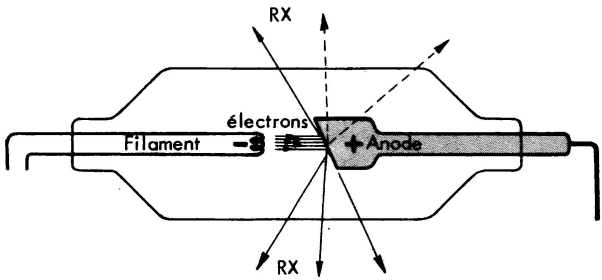


FIG. 18. — *Schéma d'un tube émetteur de RX.*

sent entre les électrons rapides et les particules du métal dans lequel ils pénètrent. Celles-ci sont de deux types : « collisions » avec les électrons du milieu (p. 34) et « freinage » avec les noyaux (p. 35). Chacun peut aboutir à l'émission de photons X dont nous préciserons les caractéristiques. Nous verrons ensuite le principe de réalisation des générateurs médicaux courants.

Le spectre des RX émis résulte de l'addition d'un « spectre de raies » et d'un « spectre continu » répondant aux deux types précédents d'interactions.

I. — SPECTRE CARACTÉRISTIQUE

Les collisions des électrons incidents avec les électrons du milieu aboutit à *l'ionisation* d'atomes du milieu irradié.

L'atome qui a perdu un électron d'une couche profonde possède un excès d'énergie, représentant l'énergie de liaison W_i de l'électron chassé. Le retour à l'état fondamental se fait alors par émission d'un ou plusieurs photons (U. V. ou X) de fluorescence dont l'énergie totale est égale à W_i. On obtient ainsi une *famille de raies X* (p. 23).

C'est d'ailleurs par l'analyse de l'énergie quantique des raies que les énergies de liaison des électrons ont pu être déterminées.

Le spectre de raies ne dépend que de la structure énergétique des atomes du milieu : il est pour cela appelé « spectre caractéristique ». Il ne dépend pas de l'énergie T des électrons incidents, pourvu que celle-ci soit suffisante. En effet, l'ionisation d'un électron de la couche L par exemple n'est possible que si $T > W_L$.

L'ensemble des raies d'émission d'un atome donné ne peut apparaître que si $T > W_K$.

II. — SPECTRE CONTINU

Le spectre continu (Appendice I) de l'émission X correspond au rayonnement de freinage (p. 35).

1° Cas d'une cible mince.

Considérons une cible mince composée d'une seule couche atomique, traversée par des électrons de même énergie T_0. L'énergie E de chaque photon émis par effet de freinage dépend de la distance entre la trajectoire initiale de l'électron et le noyau, et varie de façon continue de O à T_0. En aucun cas, l'énergie du photon ne peut être supérieure à celle de l'électron qui lui a donné naissance : le spectre d'émission est donc limité à une valeur maximale $E_0 = T_0$.

La théorie quantique permet de montrer que le nombre de photons correspondant à une énergie E donnée est inversement proportionnel à cette énergie, autrement dit, le spectre en nombre des photons est représenté par une branche d'hyperbole (fig. 19) : les photons de faible énergie sont beaucoup plus nombreux que les photons d'énergie élevée.

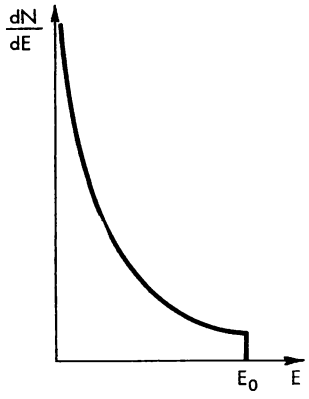


FIG. 19. — *Spectre continu d'émission des photons dans le cas d'une cible mince* (théorique). N représente le nombre de photons émis.

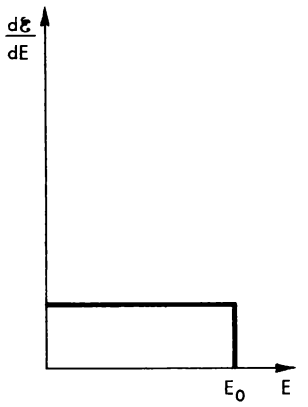


FIG. 20. — *Spectre continu de répartition de l'énergie ℰ des photons X émis par freinage dans une cible mince.*

Le spectre de photons peut être representé par :

$$\left(\frac{dN}{dE}\right) = k.\frac{1}{E}$$

Si l'on considère maintenant la répartition spectrale de l'énergie totale $\mathscr{E}$ émise sous forme de photons de freinage, l'aspect est différent, et le spectre est représenté par un segment de droite horizontale (fig. 20) (Appendice I).

On a en effet :

$$\frac{d\mathscr{E}}{dE} = \frac{dN}{dE}.E$$

D'où :

$$\frac{d\mathscr{E}}{dE} = \frac{k}{E}.E = k$$

2° Cas d'une cible épaisse.

Dans un tube à RX, la cible est assez épaisse pour que les électrons y terminent leur parcours. Si l'on admet pour simplifier qu'une cible réelle se comporte comme une superposition de cibles minces, traversées par des

électrons dont l'énergie décroît à peu près linéairement de T_0 à O, l'énergie totale émise $\mathscr{E}$ sera la somme de $\mathscr{E}_0$, $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, ... obtenues pour chacune des « tranches » correspondantes.

La répartition spectrale de $\mathscr{E}$ pour une cible épaisse sera donc donnée par la superposition des spectres de $\mathscr{E}_i$ obtenus pour les diverses cibles minces, comme le montre la figure 21.

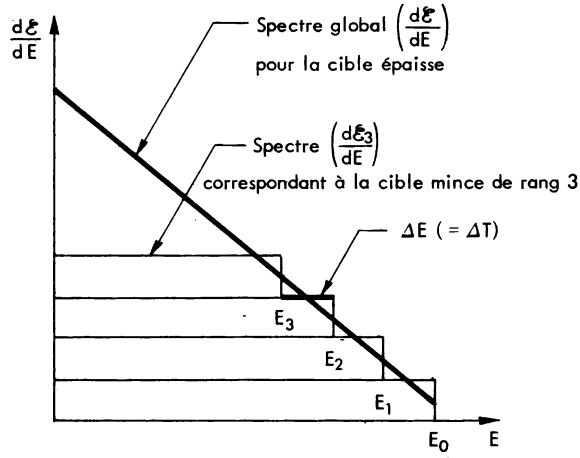


FIG. 21. — *Spectre continu de répartition de l'énergie totale $\mathscr{E}$ des photons X émis par freinage dans une cible épaisse.*

Chaque spectre $\frac{d\mathscr{E}_i}{dE}$ correspondant à une cible mince de rang i est représenté superposé, par un déplacement des ordonnées, au spectre correspondant à la cible mince de rang $(i-1)$. La différence ΔE entre les énergies maximales E_i et E_{i-1} est égale à l'énergie moyenne ΔT perdue par les électrons lors de la traversée d'une « épaisseur élémentaire ». La droite (en gras) joignant les spectres $\frac{d\mathscr{E}_i}{dE}$, correspondant aux cibles minces successives, représente le spectre de l'énergie totale $\mathscr{E}$.

En définitive, le spectre continu théorique *en énergie* du rayonnement X est représenté par une *droite décroissante de pente p* :

$$\boxed{\frac{d\mathscr{E}}{dE} = p.(E_0 - E)}$$

L'énergie totale $\mathscr{E}$ émise sous forme de rayons X est représentée par l'aire du triangle compris entre cette droite et les axes de coordonnées. L'énergie maximale E_0 des photons est égale à l'énergie T_0 des électrons incidents.

III. — PARAMÈTRES INFLUANT SUR LE SPECTRE CONTINU

L'équation de cette droite montre deux paramètres, $E_0 = T_0$ et p.

*1° **Énergie des électrons incidents.*** — Lorsque T_0 (et par suite E_0) varie, la pente ne change pas, et le spectre se déplace parallèlement à lui-même (fig. 22).

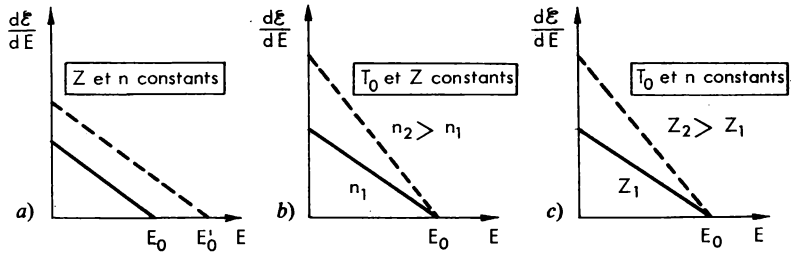


FIG. 22. — *Paramètres influant sur le spectre continu :*

a) Rôle de l'énergie T_0 des électrons incidents (n et Z constants).
— électrons d'énergie T_0 (trait plein)
— électrons d'énergie T'_0 (trait pointillé).
b) Rôle du nombre d'électrons frappant l'anode.
c) Rôle du numéro atomique Z de l'anode.

*2° **Nombre d'électrons.*** — L'allure du spectre ne change pas si le *nombre* d'électrons total augmente, la répartition des photons demeure en effet inchangée, et en particulier on a toujours $E_0 = T_0$ (fig. 22). Seule la pente est modifiée : elle est en effet proportionnelle au nombre d'électrons n ayant frappé la cible.

*3° **Numéro atomique de la cible.*** — L'allure rectangulaire du spectre d'émission dans une cible mince ne dépend pas de Z (fig. 20). L'aspect triangulaire du spectre global est donc conservé pour une cible épaisse, et la valeur maximale de l'énergie n'est pas modifiée. Par contre, l'énergie totale rayonnée $\mathcal{E}$ est proportionnelle à Z, et par suite la pente p de la droite également.

*4° **Énergie totale rayonnée.*** — L'énergie totale $\mathcal{E}$ est représentée comme nous l'avons vu par la surface inscrite sous le spectre. La droite représentative de ce spectre se déplace parallèlement à elle-même lorsque T_0 varie ; la surface est donc proportionnelle à T_0^2.

Cette surface est aussi proportionnelle à la pente p, donc au numéro atomique Z de la cible et au nombre n d'électrons qui ont frappé celle-ci.

On aura donc en définitive :

$$\mathcal{E} = kn.ZT_0^2. \qquad (1)$$

IV. — SPECTRE RÉEL DU RAYONNEMENT SORTANT DU TUBE

Ce spectre représente la superposition du spectre de raies et du spectre continu théoriques, modifiés par l'atténuation des photons à la traversée de la paroi du tube et de son enveloppe et du filtre métallique placé dans le faisceau (p. 213). Cette atténuation porte surtout sur les photons de faible énergie (p. 48). Dans les conditions usuelles d'utilisation médicale, le spectre continu est largement prédominant. On peut remarquer que seule la famille K du tungstène est bien visible, sous forme d'un pic. Celui-ci est centré sur 69 keV et a, en fait, une certaine largeur, car la résolution du spectromètre ne peut être parfaite (p. 100). Il faut remarquer que, après filtration, le pic change de hauteur, mais *n'est pas déplacé* et reste centré sur 69 keV (fig. 23).

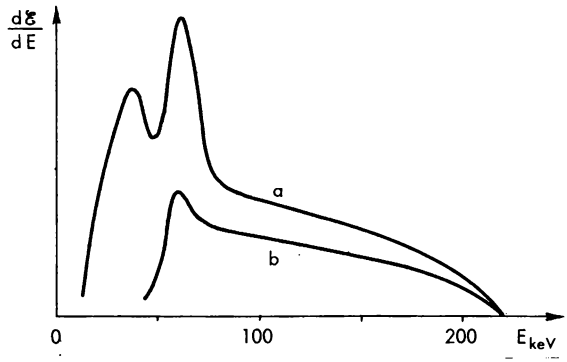


FIG. 23. — *Spectre expérimental des Rayons X émis par un tube émetteur sous 220 Volts.*

a) non filtré,
b) après filtration (correspondant aux conditions d'utilisation).

Les rayons X émis sous une tension faible (inférieure à 30 kV) seraient très fortement atténués par une paroi de verre et le tube est muni d'une « fenêtre » métallique mince, généralement en Béryllium. Le spectre contient alors une forte proportion de rayonnement caractéristique (p. 26) par exemple, série L (12 keV) pour une cible de tungstène, série K (17 keV) pour une cible de Molybdène.

En radiodiagnostic, ces rayonnements X sont destinés essentiellement à la mammographie. Ils ont d'autres applications importantes en cristallographie.

Une filtration appropriée permet d'isoler une raie du spectre et le rayonnement monoénergétique ainsi obtenu permet par les techniques de diffraction d'étudier la structure de la matière.

Dans ces applications l'aspect ondulatoire des rayons X retrouve son importance. Des images de diffraction peuvent être obtenues lorsque la longueur d'onde du rayonnement est de l'ordre de grandeur des distances entre les plans réticulaires d'un cristal ou autre substance géométriquement organisée (rappelons que pour des rayons X de 12,4 keV la longueur d'onde est égale à 1 Angström, p. 11).

TUBES ÉMETTEURS DE RAYONS X

Dans un tube à rayons X, l'émission des électrons est obtenue à l'aide d'un filament chauffé à une température suffisante (Effet thermoélectrique, fasc. 2). Les électrons émis quittent le filament sous l'effet d'un champ électrique intense qui les accélère jusqu'à la cible.

Ce champ électrique est obtenu à l'aide d'une différence de potentiel U, dont la valeur est habituellement de 50 à 150 kV pour les tubes de radiodiagnostic, et quelques centaines de kilovolts pour les tubes utilisés en radiothérapie ; des valeurs plus élevées ne peuvent être obtenues pour des raisons d'isolement et il est alors nécessaire d'avoir recours à d'autres techniques. Le filament émetteur constitue le pôle négatif ou *cathode*, la cible métallique constitue le pôle positif ou *anode*.

Ces électrodes sont placées dans une enceinte de verre où l'on fait un vide poussé pour éviter les interactions des électrons avec le gaz. Celle-ci est entourée d'un blindage de plomb percé d'une fenêtre par où émergent les rayons X.

1° Alimentation électrique.

La tension électrique nécessaire pour alimenter le tube est obtenue grâce à un système de transformateurs et de redresseurs.

La figure 24 donne un exemple de circuit d'alimentation autoredresseur. A partir du courant du secteur (220 volts alternatif), un autotransformateur permet de faire varier la tension réellement disponible. Un transformateur élévateur de tension, comprenant un nombre élevé de spires au secondaire donne une haute tension alternative (fig. 25 *a*).

Cependant, les électrons émis ne sont attirés vers la cible que pendant la demi-période où celle-ci est positive par rapport au filament, le courant atteint alors rapidement une valeur maximale (courant de saturation de la diode formée par le filament et la cible, fasc. 2) (fig. 25 *b*). L'émission des photons est représentée sur la figure 25 *c*.

Le chauffage du filament est assuré par un transformateur abaisseur de tension qui a surtout un rôle d'isolement (fig. 24). Il faut bien distinguer le

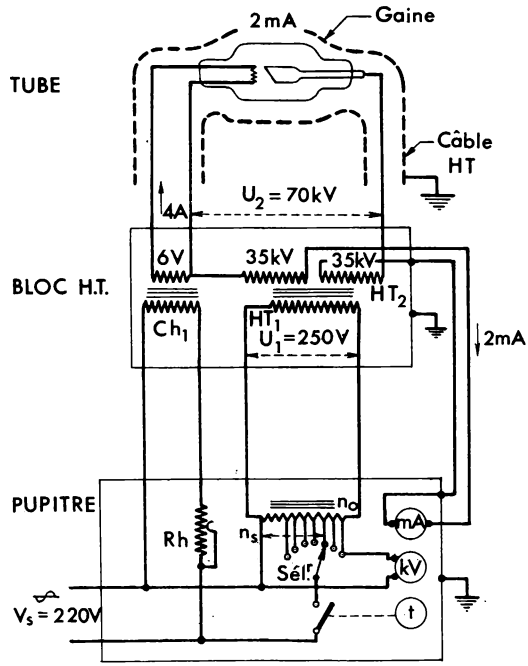


FIG. 24. — *Circuit d'alimentation électrique d'un tube autoredresseur.*

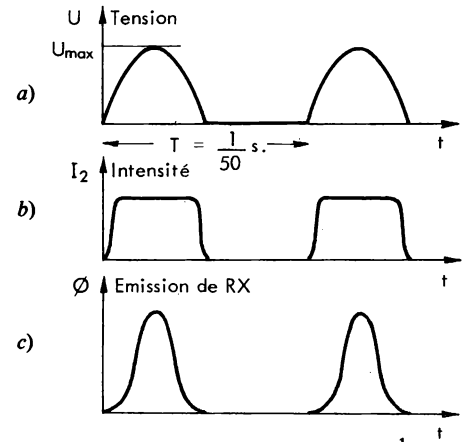


FIG. 25. — *Variation au cours du cycle* ($T = \frac{1}{50}$ *de seconde pour un courant de 50 périodes*) :

a) de la tension U_2 aux bornes du secondaire (tension utile),
b) de l'intensité I_2 du courant passant dans le secondaire,
c) de l'émission ϕ des photons (p. 68).

courant de chauffage du filament, et le courant I traversant le circuit haute tension et en particulier le tube ; le courant électrique I est dirigé de l'anode vers la cathode (sens opposé au mouvement des électrons).

Le circuit électrique présente deux parties :

— un bloc haute tension d'une part, où se trouvent transformateur et éventuellement redresseurs ; en raison des dangers d'électrocution, le bloc haute tension et les câbles d'alimentation du tube sont isolés et entourés d'une gaine métallique mise à la terre ;

— un pupitre de commande d'autre part, où se trouvent les interrupteurs, les réglages et les contrôles de tension et d'intensité.

Aucun des éléments du bloc de commande n'est porté à une tension élevée. Le milliampère de lecture de l'intensité I du circuit secondaire est placé près du point milieu des spires du secondaire (fig. 24), qui est mis à la terre; ainsi il n'y a à aucun moment une tension élevée dangereuse à ce niveau, et il peut être placé sur le pupitre de commande. Le temps pendant lequel doit passer le courant peut être soit préréglé, soit commandé à la demande (scopie).

La tension aux bornes du secondaire est en fait réglée sur le circuit primaire : le rapport de transformation $\frac{U_2}{U_1}$ est fixe et égal au rapport des nombres de spires $\frac{N_2}{N_1}$ $\left(\text{si par exemple } \frac{N_2}{N_1} = 280,\ U_2 = 70\,\text{kV pour } U_1 = 250\,\text{V}\right)$.

La valeur de U_2 est donc directement sous la dépendance de U_1.

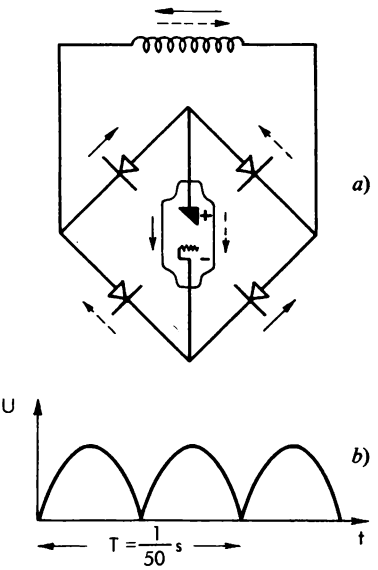


FIG. 26. — *a) Circuit à 4 redresseurs.* Les flèches (en continu pendant une demi-période, en pointillé pour la suivante) représentent le sens du courant (opposé au sens des électrons). *b)* Tension aux bornes du tube.

Pour éviter de perdre une demi-période, on peut utiliser des circuits à plusieurs redresseurs. Nous en donnons ici un exemple à quatre redresseurs (fig. 26). Sur les appareils à grande puissance, on utilise du courant triphasé et des circuits à 12 redresseurs ; la tension d'alimentation appliquée au tube est alors presque continue.

2° Cible et émission des photons.

Les photons X sont émis dans toutes les directions de façon pratiquement isotrope, mais subissent une autoabsorption dans la cible elle-même (fig. 27 *a*).

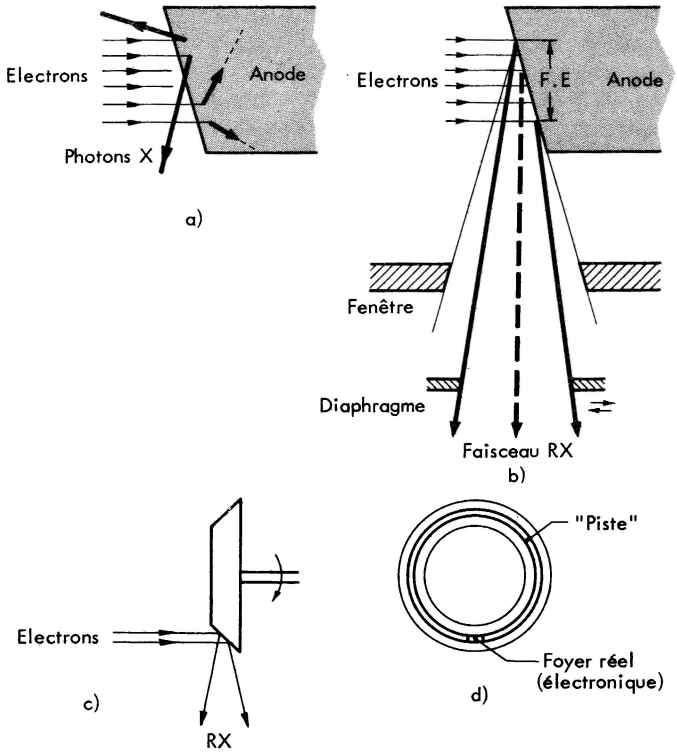


FIG. 27. — *Émission des photons au niveau de la cible :*

a) les photons sont émis dans toutes les directions à *l'intérieur* de la cible (quoique près de la surface). Seuls émergent en pratique ceux qui n'ont à traverser qu'une faible épaisseur de métal.

b) Foyers électroniques (F. E.) et optique du tube.

c, *d*) Anode tournante et « piste ».
Vue latérale (*c*) et de face (*d*).

Pour des raisons technologiques, l'axe du faisceau des photons X qui vont sortir du tube au niveau de la « fenêtre » est perpendiculaire à l'axe du faisceau d'électrons.

La finesse de l'image radiologique dépend de la surface apparente d'émission des photons (« foyer optique » ou foyer apparent). Celui-ci sera d'autant plus petit que la cible est plus inclinée par rapport aux électrons incidents (fig. 27 *b*) ; mais l'angle entre la direction des électrons et la normale à la cible ne peut être inférieur à 20° si l'on veut conserver une certaine dimension au faisceau.

La dimension de la surface frappée par les électrons est sensiblement plus grande (foyer électronique ou réel F. E.). Les interactions entre les électrons et la cible n'aboutissent que très partiellement à une émission de rayons X. La plupart sont du type électron-électron (p. 34) et aboutissent en définitive à une intense production de chaleur qui risque d'altérer la surface de la cible. Un dispositif de *refroidissement* est donc nécessaire. Pour les tubes d'une certaine puissance, on utilise l'artifice de l'anode tournante (fig. 27 *c*) : lorsque la cible tourne, la chaleur se répartit tout au long de la « piste » et la surface du foyer calorique est très supérieure à celle du foyer électronique.

3° Énergie et tension.

Les électrons soumis à la tension électrique U acquièrent l'énergie cinétique :

$$T_0 = eU$$

Si on exprime T_0 en électrons-volts (ou en keV) et U en volts (ou en kV), on aura l'égalité *numérique* :

$$\boxed{T_{0_{keV}} = U_{kV}} \qquad (1)$$

Le rôle sur les spectres d'émission X de la tension appliquée au tube peut ainsi être immédiatement retrouvé : c'est celui de l'énergie T_0 des électrons (fig. 22 *a*) : à la tension U correspond l'énergie maximale E_0 ; à la tension U′ l'énergie E'_0.

D'autre part, nous avons vu (p. 62) que l'énergie totale émise sous forme de photons de freinage est donnée par :

$$\mathscr{E} = knZT_0^2 \qquad (2)$$

Le nombre n d'électrons est lié à la charge électrique transportée q par : $q = ne$ d'où d'après l'égalité numérique (2)

$\mathscr{E} = KqZU^2$, en posant $K = \frac{k}{e}$, si T_0 est exprimé en keV et U et kV.

Souvent, on s'intéresse non à l'énergie $\mathscr{E}$ émise, mais à sa *dérivée* par rapport au temps, c'est-à-dire au *débit énergétique* Φ des photons (parfois improprement appelé flux énergétique).

$\Phi = \dfrac{d\mathscr{E}}{dt}$ représente au point de vue dimensionnel le quotient d'une énergie par un temps, c'est une *puissance* que l'on exprime en watts.

Si le débit est constant $\Phi = \dfrac{\mathscr{E}}{t}$ où t est la durée de la pose. On a de toute façon :

$$\boxed{\Phi = KIZU^2} \qquad (3)$$

D'autre part, la *puissance électrique* P dépensée dans le tube est donnée par le produit UI. Sa valeur peut être très élevée : par exemple, si U = 100 kV et I = 100 mA, on aura P = 10 000 watts.

Le *rendement d'émission* X défini par : $\rho = \dfrac{\Phi}{P}$ est donc :

$$\boxed{\rho = KZU} \qquad (4)$$

Il est de l'ordre de 1 % pour une anode de tungstène (Z = 74) et U = 100 kV.

4° Émission des rayons X de haute énergie.

La radiothérapie nécessite des RX de haute énergie, mais l'isolement électrique devient très difficile lorsque les tensions dépassent quelques centaines de kV. On doit alors avoir recours à d'autres méthodes pour accélérer les électrons. Il peut s'agir d'un champ magnétique *variable*, perpendiculaire au plan d'un tube à vide circulaire où se déplacent les électrons (bétatron). On peut utiliser également une onde électromagnétique variable de très haute fréquence (accélérateurs linéaires). On obtient ainsi des électrons qui peuvent atteindre une vitesse très voisine de la vitesse de la lumière, et une énergie de plusieurs dizaines de MeV.

Lorsque ces électrons frappent une cible métallique, ils donnent naissance à des photons X d'énergie élevée très intéressants pour la radiothérapie par leur pénétration élevée.

Quelques points particuliers doivent être notés :

— le *rendement* de l'émission X est bien meilleur lorsque les électrons possèdent une énergie très élevée ; cependant la formule (4) ne s'applique pas rigoureusement. Il est de 70 % environ pour des électrons de 10 MeV, et la cible s'échauffe peu.

— L'*émission* des photons n'est plus isotrope comme dans les tubes classiques : la plupart des photons sont émis *vers l'avant*.

CHAPITRE II

RADIOACTIVITÉ

I. — CONSTITUTION DES NOYAUX

Le noyau d'un atome est constitué par A nucléons répartis en Z protons et A – Z neutrons. Ces nucléons sont soumis à des forces d'origine *non électrique*, spécifiquement nucléaires, qui leur confèrent une certaine énergie de liaison W, énergie qu'il faut dépenser pour les séparer complètement les uns des autres.

Les trois paramètres A Z W définissent un type de noyau, et par suite d'atome. On dit qu'ils définissent un *nuclide*.

1° Les nombres de nucléons Z et A – Z, leurs variations.

a) **Élément.** — Le nombre de protons Z détermine le nombre d'électrons péri-nucléaires, et par suite la structure du cortège électronique et en particulier de l'orbite périphérique responsable des propriétés chimiques. Les différentes valeurs de Z définissent donc les différents éléments chimiques. Elles correspondent aux *numéros atomiques* de la classification périodique de Mendeleieff. On peut les faire figurer en bas à gauche du symbole chimique : $_{43}Tc$ pour l'élément technetium, $_{53}I$ pour l'élément iode.

b) **Isotope.** — Pour un même nombre Z de protons, c'est-à-dire pour un même élément, les différentes valeurs possibles du nombre A – Z de neutrons définissent autant d'*isotopes*. Les différents isotopes d'un même élément ont des propriétés chimiques identiques. On les désigne à l'aide de leur *nombre de masse* A que l'on place en haut et à gauche du symbole chimique, exemple : ^{98}Tc, ^{99}Tc, ^{31}P, ^{32}P, ^{125}I, ^{127}I, ^{131}I, ^{132}I, ... etc.

c) **Relation entre le nombre de protons Z et le nombre de neutrons A – Z.** — Traçons un graphique représentant en fonction de Z les valeurs A – Z que l'on rencontre effectivement (fig. 28).

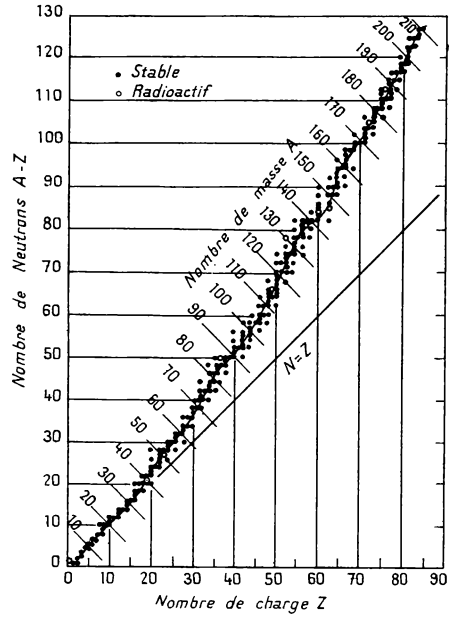


FIG. 28. — *Variation du nombre de neutrons* (A − Z) *en fonction du nombre de protons* Z *pour les éléments naturels.* Les différents isotopes d'un même élément sont situés sur un même segment de droite verticale (Z constant). Les isobares, nuclides ayant une même masse atomique A sont situés sur un segment de droite perpendiculaire à la bissectrice.

On s'aperçoit que les atomes existants, qu'ils soient stables ou radioactifs, se regroupent autour d'une ligne qui, voisine de la bissectrice pour $Z < 15$, s'en écarte progressivement au-delà ; le nombre de neutrons (A − Z) tend à devenir sensiblement supérieur au nombre de protons (Z) lorsque la masse du noyau croît. Les *isotopes* d'un même élément sont placés sur une même droite verticale dont la portion inférieure correspond à un excès relatif de protons, et la portion supérieure à un excès relatif de neutrons. Les atomes de même nombre de masse A, ou *isobares*, se trouvent situés sur une même droite perpendiculaire à la bissectrice.

2° L'énergie de liaison, ses variations.

L'énergie de liaison W se traduit par un *défaut de masse* Δm répondant à $W = \Delta m.c^2$ (p. 16). Il correspond à la différence entre la masse des A nucléons pris séparément, c'est-à-dire Z fois la masse d'un proton et (A − Z) fois celle d'un neutron, et la masse du noyau constitué, c'est-à-dire pratiquement la masse de l'atome diminuée de Z fois la masse d'un électron.

On a vu page 15 que l'énergie de liaison est l'un des termes responsables de la différence entre la masse réelle et la masse approchée de l'atome.

Pour comparer les énergies de liaison, c'est-à-dire les défauts de masse, de noyaux lourds et légers, on forme le rapport $\frac{W}{A}$ ou $\frac{\Delta m}{A}$, appelé *défaut de masse par nucléon* ; il représente l'énergie moyenne liant un nucléon quelconque au reste de l'édifice nucléaire.

a) **Isomère.** — Pour une valeur donnée de Z et de A − Z, c'est-à-dire pour un isotope déterminé, plusieurs valeurs de l'énergie de liaison W peuvent exister. Chacune d'elles définit un état isomérique.

Les différents états isomériques d'un noyau peuvent être comparés aux différents niveaux d'excitation d'un atome. Ils sont quantifiés comme eux et les structures nucléaires tendent comme les structures électroniques des atomes à retourner spontanément à leur état fondamental, défini par la valeur maximale de l'énergie de liaison. Ces transformations s'accompagnent *d'émission d'énergie*, sous forme de photons γ (p. 81) comparables au niveau du noyau aux photons X de fluorescence des couches électroniques.

Le passage de l'état isomérique à l'état stable est le plus souvent instantané, et l'émission γ suit immédiatement la formation de l'isomère (p. 81). Dans certains cas cependant la transition s'effectue de façon aléatoire au cours du temps et la plupart des noyaux persistent à l'état isomérique suffisamment longtemps pour pouvoir y être observés. On dit alors être en présence d'un état *métastable* de l'isotope correspondant ; et on désigne celui-ci, appelé *isomère métastable*, en rajoutant la lattre *m* au nombre de masse dans le symbole du nuclide, exemple : ^{99}Tc, ^{99m}Tc.

b) **Variation du défaut de masse par nucléon.** — La figure 29 représente les variations de $\frac{W}{A}$ en fonction du nombre de masse A. Le début du graphique monte rapidement avec une série de maximums aigus pour toutes les valeurs de A multiples de 4, ce qui indique une stabilité particulière des groupements de 4 nucléons. La partie moyenne est caractérisée, pour A de l'ordre de 60 à 70, par un maximum un peu inférieur à 9 MeV, tandis que l'extrémité s'abaisse progressivement vers 7,5 MeV pour les éléments les plus lourds.

La présence de ce maximum rend compte du caractère exothermique de la *fission* d'un noyau lourd en plusieurs fragments, ainsi que de celui de la *fusion* de deux noyaux très légers. Dans les deux cas, l'énergie de liaison moyenne par nucléon augmente d'où une diminution de la masse globale du système. Cette diminution correspond à une libération d'énergie qui peut être considérable étant donné les variations de $\frac{W}{A}$. Considérons par exemple la fission de l'uranium 235 qui répond à la relation :

$$^{235}_{92}U + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{139}_{56}Ba + ^{86}_{36}Kn + 11^{1}_{0}n + 175 \text{ MeV}$$

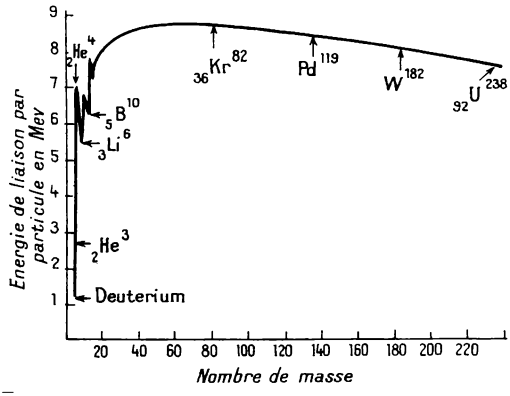


FIG. 29. — *L'énergie de liaison par particule croît pour les éléments de faible numéro atomique, est maximale pour les éléments de numéro atomique moyen, puis décroît légèrement pour les éléments lourds.*

la fission de 1 g d'uranium dégage $175\frac{\mathcal{N}}{A}$ MeV soit :

$$\frac{175 \times 6{,}02\ 10^{23}}{235} = 4{,}48\ 10^{23}\ \text{MeV soit environ } 7.10^{10}\ \text{joules.}$$

Dans la fusion du tritium et du deuterium, c'est 0,017 uma qui disparaissent sur un total de 5 uma, d'où l'apparition d'une énergie de 17 MeV.

$$_1^3H + {}_1^2H \rightarrow {}_2^4He + {}_0^1n + 17\ \text{MeV}$$

L'énergie libérée par gramme de matière entrant dans la réaction est :

$$\frac{17 \times 6{,}02.10^{23} \times 1{,}6\ 10^{-13}}{5} = 32.10^{10}\ \text{joules.}$$

II. — L'ÉTAT RADIOACTIF

1° Constante radioactive.

L'énergie moyenne de liaison par nucléon $\frac{W}{A}$ n'a que la valeur d'une expression moyenne. L'énergie de liaison globale se répartit en effet inégalement entre les nucléons, et cette répartition évolue constamment au cours du temps.

N'importe quelle répartition de W n'est cependant pas possible et seules

certaines répartitions précises correspondant à autant d'arrangements énergétiques du noyau doivent être considérées.

Ces arrangements peuvent être « stables » c'est-à-dire compatibles avec la cohésion du noyau, ou instables et conduisant alors immédiatement à la *désintégration* du noyau. Lorsque tous les arrangements possibles d'un noyau sont « stables », l'atome correspondant est stable et persiste. Lorsque certains ne le sont pas, le noyau est voué à se désintégrer tôt ou tard, lorsque au hasard des réarrangements, il se trouvera passer par un arrangement « instable ».

C'est en cela que réside *l'état radioactif.*

Soit :

— n le nombre d'arrangements possible pour un noyau,

— n_i le nombre de ceux-ci qui ne sont pas stables,

— ν le nombre de changements d'état par unité de temps.

La probabilité qu'a un noyau de disparaître au cours d'une durée brève Δt répond à : $\frac{n_i}{n}\nu\Delta t$.

On pose :

$$\lambda = \frac{n_i}{n}\nu$$

et on donne à λ qui a la dimension inverse d'un temps le nom de *constante radioactive.* C'est un paramètre caractéristique de chaque noyau radioactif, indépendant des conditions physiques et chimiques.

EXEMPLES : Pour ^{14}C $\lambda = 1{,}24\ 10^{-4}\ an^{-1}$. Chaque noyau a donc approximativement 1 chance sur 10 000 de disparaître dans l'année et les atomes de ce carbone se conservent relativement longtemps.

Pour ^{24}Na $\lambda = 4{,}62\ 10^{-2}\ h^{-1}$, chaque noyau a un peu plus de 4 chances sur 100 de disparaître dans l'heure et les atomes de ce sodium disparaissent rapidement.

2° Activité.

Soit un nombre N d'atomes radioactifs. Chacun a une probabilité λdt de se désintégrer pendant la durée brève *dt.* Si N est très grand, on a statistiquement (p. 88) $\lambda N dt$ atomes qui se désintègrent effectivement durant *dt.*

Le produit λN porte le nom *d'activité.* L'unité d'activité est le *curie* (Ci) qui correspond à $3{,}7\ 10^{10}$ désintégrations par seconde. Défini ainsi à partir de considérations historiques, le curie correspond sensiblement à l'activité de 1 g de radium.

L'activité est la grandeur la plus utile pour exprimer une *quantité de radioélément,* car dans les applications pratiques le taux d'émission des particules qui est proportionnel au taux des désintégrations, est un paramètre plus important que le nombre N des atomes ou leur masse *m.*

Tableau I

Nucléide	*T*	$\lambda(s^{-1})$	*Masse de* 1 Ci (g)	*Émission* (keV)	
$^{3}_{1}$H	12,26 *a*	$1{,}8.10^{-9}$	$1{,}02.10^{-4}$	β^- 18,6	100 %
$^{11}_{12}$C	20,5 mn	$5{,}6.10^{-4}$	$1{,}2\ .10^{-9}$	β^+ 980	100 %
				(2γ 511)	
$^{14}_{12}$C	5,640 *a*	$3{,}9.10^{-12}$	$2{,}2\ .10^{-1}$	β^- 156	100 %
$^{15}_{8}$O	2,5 mn	$4{,}6.10^{-3}$	$2{,}0\ .10^{-10}$	β^+ 1.720	100 %
				(2γ 511)	
$^{24}_{11}$Na	15 h	$1{,}3.10^{-5}$	$1{,}1\ .10^{-7}$	β^- 1.389	99 %
				γ 1.369	100 %
				γ 2.754	100 %
$^{32}_{15}$P	14,3 j	$5{,}6.10^{-7}$	$3{,}5\ .10^{-6}$	β^- 1.710	100 %
$^{40}_{19}$K	$1{,}29.10^{9}$ *a*	$1{,}7.10^{-17}$	$1{,}4\ .10^{5}$	β^- 1.320	89 %
				CE (X Ar: < 3)	11 %
				γ 14,6	11 %
$^{59}_{26}$Fe	45 j	$1{,}8.10^{-7}$	$2{,}0\ .10^{-5}$	β^- 475	51 %
				β^- 273	48 %
				γ 1.110	99 %
				γ 1.290	99 %
$^{60}_{27}$Co	5,27 *a*	$4{,}1.10^{-9}$	$9{,}0\ .10^{-4}$	β^- 319	99 %
				γ 1.332	99 %
				γ 1.173	99 %
$^{75}_{34}$Se	120 j	$6{,}7.10^{-8}$	$6{,}9\ .10^{-5}$	CE (X As: 11)	100 %
				γ 265	60 %
				γ 136	50 %
				γ 280	25 %
$^{82}_{35}$Br	35,4 h	$5{,}4.10^{-7}$	$9{,}3\ .10^{-6}$	β^- 444	100 %
				γ 777	85 %
				γ 554	72 %
				γ 617	44 %
$^{99m}_{43}$Tc	6 h	$2{,}1.10^{-5}$	$2{,}8\ .10^{-7}$	γ 140	80 %
$^{99}_{43}$Tc	$2{,}1.10^{5}$ *a*	$1{,}0.10^{-13}$	6,0	β^- 290	100 %
$^{125}_{53}$I	60 j	$1{,}3.10^{-7}$	$5{,}9\ .10^{-6}$	CE (X Te: 27)	100 %
				γ 35	10 %
$^{131}_{53}$I	8,07 j	$9{,}9.10^{-7}$	$8{,}1\ .10^{-6}$	β^- 608	87 %
				β^- 340	13 %
				γ 364	80 %
				γ 637	7 %
				γ 284	5 %
$^{133}_{54}$Xe	5,27 j	$1{,}5.10^{-6}$	$5{,}4\ .10^{-6}$	β^- 350	99 %
				γ 81	50 %
$^{198}_{79}$Au	2,7 j	$3{,}0.10^{-6}$	$4{,}1\ .10^{-6}$	β^- 960	99 %
				γ 412	97 %
$^{197m}_{80}$Hg	24 h	$8{,}0.10^{-6}$	$1{,}5\ .10^{-6}$	CE 6 % (X Au: 68)	
				TI 94 % γ 134	42 %
				γ 164	13 %
$^{197}_{80}$Hg	65 h	$2{,}9.10^{-6}$	$4{,}1\ .10^{-6}$	CE (X Au: 68)	
				γ 77	18 %

Une activité de 1 Ci correspond :

— à un nombre d'atomes $N = \frac{3{,}7.10^{10}}{\lambda}$

— et à une masse $m = \frac{A}{\mathcal{N}} \frac{3{,}7.10^{10}}{\lambda}$ grammes

A étant la masse atomique exacte de l'atome radioactif, $\mathcal{N}$, le nombre d'Avogadro, et λ la constante radioactive *exprimée en secondes*$^{-1}$.

N et m sont proportionnels à $\frac{1}{\lambda}$, donc à la période T qui sera définie au paragraphe suivant $\left(T = \frac{0{,}693}{\lambda}\right)$; de ce fait les valeurs correspondantes diffèrent considérablement selon le nucléide considéré (tableau I).

III. — DÉCROISSANCE RADIOACTIVE

La loi de décroissance exprime en fonction du temps la variation du nombre N d'atomes radioactifs contenus dans une préparation en renfermant initialement N_0. On l'établit ainsi :

Le nombre d'atomes se désintégrant au cours d'une durée brève dt exprime la variation (négative) du nombre des atomes, d'où :

$$dN = -\lambda N dt$$

équation différentielle dont l'intégration (Appendice II) conduit à la loi de variation $N = f(t)$.

Cette dernière peut se mettre sous l'une des deux formes équivalentes suivantes :

$$\text{Log } N = -\lambda t + \text{Log } N_0 \qquad (1)$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \qquad (2)$$

La relation (1) se prête à une représentation graphique assez simple en coordonnées semi-logarithmiques : elle aboutit à une droite de pente $-\lambda$ et d'ordonnée à l'origine Log N_0 (fig. 30 *a*). La relation (2) conduit à une exponentielle décroissante de décrément $-\lambda$ (fig. 30 *b*).

Plus utilisée que la constante λ pour caractériser une décroissance, la *période* T est le temps au bout duquel la moitié des atomes se sont désintégrés $\left(\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2}\right)$. Elle est liée à λ par la relation :

$$\text{Log } \frac{1}{2} = -\lambda T \qquad \text{ou} \qquad \text{Log } 2 = 0{,}693 = \lambda T$$

où λ et T sont exprimées avec la même unité de temps.

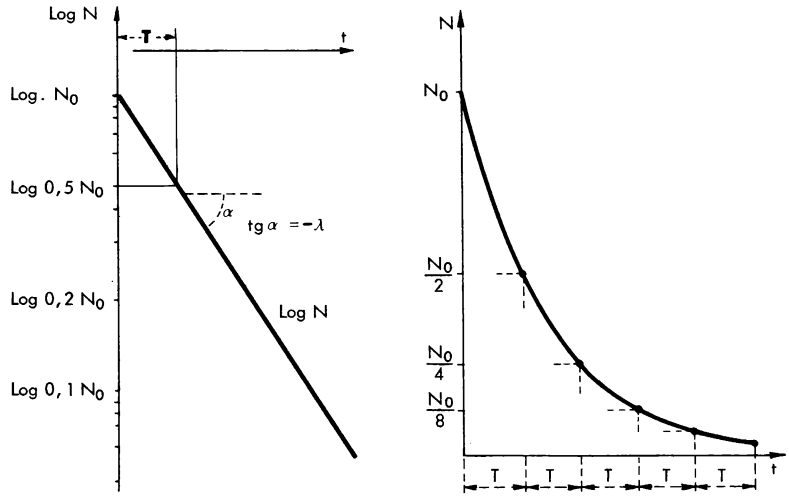


FIG. 30. — *Décroissance radioactive.* N représente le nombre des atomes radioactifs d'une préparation contenant N_0 atomes au temps $t = 0$. *a*) variation linéaire de Log N. *b*) variation exponentielle de N et mise en évidence de la période T, temps au bout duquel N diminue de moitié.

La relation (2) peut se mettre sous la forme (v. Appendice II, p. 224) :

$$N = N_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}}$$

qui permet de calculer rapidement le rapport $\frac{N}{N_0}$ lorsque t est égal à un nombre entier de périodes, ou une valeur approchée de $\frac{N}{N_0}$ dans les autres cas (tableau II).

Tableau II

$\frac{t}{T}$ (nombre de périodes)	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$ $\simeq 0,7$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{16}$ $< 0,1$	$\frac{1}{32}$	$\frac{1}{64}$	$\frac{1}{128}$ $< 0,01$	$\frac{1}{256}$	$\frac{1}{512}$	$\frac{1}{1\,024}$ $< 0,001$

Filiation radioactive.

Le résultat de la désintégration d'un noyau radioactif est un nouveau noyau, *fils* du précédent ; ce nouveau noyau peut être lui aussi radioactif.

Dans les applications médicales, il est assez courant d'utiliser un radioélément à décroissance rapide, fils lui-même d'un radioélément à période plus longue. En conservant ce dernier au laboratoire on dispose d'un générateur reconstituant en permanence le produit dont on a besoin et qu'une séparation simple permet en général d'obtenir à l'état pur.

La cinétique gouvernant l'évolution du produit fils résulte de la différence entre sa formation au détriment de l'isotope père et sa propre désintégration. On a ainsi en désignant à chaque instant par N_1 le nombre d'atomes pères de constante radioactive λ_1 et par N_2 le nombre d'atomes fils de constante radioactive λ_2 :

$$dN_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt \qquad (3)$$

équation différentielle conduisant à l'expression générale :

$$N_2 = N_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \qquad (4)$$

où N_{01} est le nombre initial des atomes de l'élément 1. Seuls nous intéressent les cas correspondant à $\lambda_2 > \lambda_1$, c'est-à-dire $T_1 > T_2$.

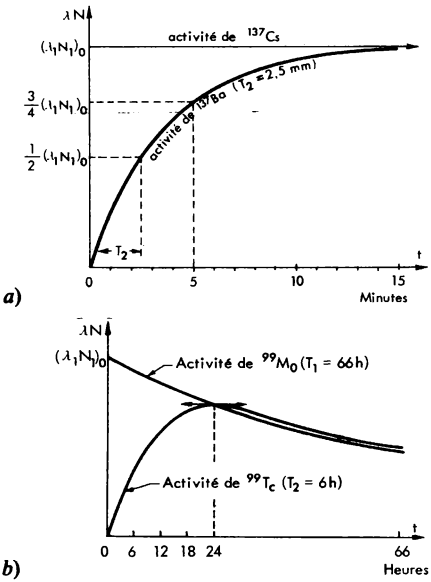


FIG. 31. — *Filiations radioactives.*

a) Formation du Baryum 137 m, 2,5 mn de période, utilisé dans les explorations cardiovasculaires, avec du Césium 137, 30 ans de période. *b*) Formation du Technetium 99 m, 6 heures de période, utilisé dans les explorations hépatiques et cérébrales à partir du Molybdène 99, 2,77 jours de période.

Lorsque T_1 est très grand devant $T_2(\lambda_2 \gg \lambda_1)$, on peut négliger la décroissance du père : N_1 reste pratiquement constant et peu différent de N_{01} car $e^{-\lambda_1 t}$ s'écarte à peine de 1. L'équation devient alors en faisant apparaître les activités λN

$$\lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{01}(1 - e^{-\lambda_2 t})$$

Après chaque extraction, l'activité de l'élément fils croît et tend vers l'activité de l'élément père. Elle atteint la moitié de celle-ci après une durée égale à la période T_2 (fig. 31 *a*).

Lorsque T_2 n'est pas négligeable devant T_1, on doit tenir compte de la décroissance de l'élément père et utiliser la formule générale (4) (fig. 31 *b*). Après une extraction l'activité de l'élément fils croît, passe par un maximum, puis décroît *en équilibre* avec l'élément père selon la période de ce dernier.

IV. — TYPES DE DÉSINTÉGRATION

Selon les modifications que subit le noyau en se transformant, on distingue plusieurs types de radioactivité.

1° Désintégration α pure.

L'émission α est caractérisée par l'expulsion d'un noyau d'hélium ${}^4_2\mathrm{He}$ ou ${}^4_2\alpha$.

Étant donné la nature de la particule émise, le noyau fils possède, par rapport au noyau père, un nombre de masse plus faible de 4 unités et une charge plus faible de 2 unités.

$${}^A_Z\mathrm{X} \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\mathrm{Y} + {}^4_2\alpha$$

L'état énergétique du noyau père, ainsi que celui du noyau fils correspondent à des niveaux définis, et la particule α est expulsée avec une énergie cinétique T_α constante, égale à la différence des deux niveaux. En termes de masse réelle, cela se traduit par la relation :

$$m_x = m_y + m_\alpha + \Delta m$$

avec

$$\Delta m . c^2 = T_\alpha$$

2° Désintégration β^- pure.

L'émission β^- est caractérisée par l'expulsion d'un électron ${}^0_{-1}e$ ou e^-. Le noyau fils a donc le même nombre de masse que le noyau père, mais une charge positive de plus.

$${}^A_Z\mathrm{X} \rightarrow {}^A_{Z+1}\mathrm{Y} + {}^0_{-1}e$$

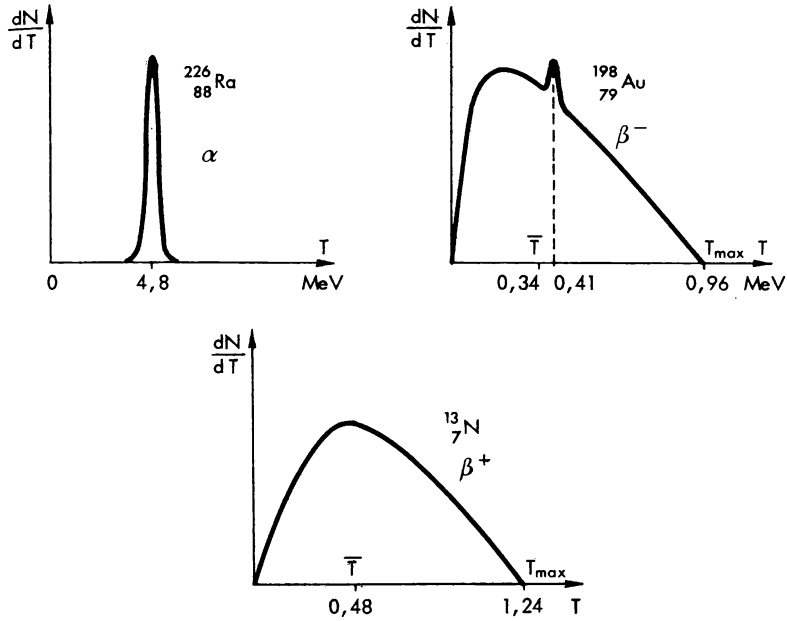


FIG. 32. — *Spectres d'émission α et β.* L'ordonnée $\frac{dN}{dT}$ représente le nombre relatif de particules d'énergie cinétique T. L'énergie moyenne T de l'émission β correspond approximativement au $\frac{1}{3}$ de l'énergie cinétique maximale T_{max}. Dans le cas de ^{198}Au, on remarquera, à 0,41 MeV, l'existence d'une raie due aux électrons de conversion interne.

L'électron ne préexiste pas dans le noyau : il provient de la transformation

$$^1_0n \rightarrow {}^1_{+1}p + {}^0_{-1}e$$

L'état énergétique des noyaux père et fils correspond, comme dans le cas précédent, à des niveaux définis. L'émission β^- n'est cependant pas, mono-énergétique comme l'émission α. On observe toujours un spectre continu (fig. 32) s'étendant depuis la valeur T = 0 jusqu'à la valeur maximale T_{max} correspondant à l'énergie cinétique théoriquement prévisible d'après la différence des deux niveaux. On a ainsi en termes de masse :

$$m_x = m_y + m_e + \Delta m$$
$$\Delta m.c^2 = T_{max}$$

C'est ce rapprochement entre une transition énergétique définie et l'appa-

rition d'une particule β^- d'énergie cinétique variable qui conduisit Fermi à l'hypothèse du neutrino (p. 8) particule non décelable en pratique mais qui emporte le complément d'énergie T_ν

$$T_\beta + T_\nu = T_{max}$$

L'allure des spectres β^- variable d'un émetteur à l'autre (fig. 32) répond à une répartition aléatoire de l'énergie entre les deux particules, les probabilités les plus faibles correspondant aux partages les moins équitables.

De nombreuses applications font intervenir à côté de l'énergie cinétique maximale $T_{\beta max}$, l'énergie cinétique moyenne $\bar{T}_\beta$. Celle-ci correspond à la somme des énergies d'un grand nombre de particules β, divisée par ce nombre. Elle est approximativement égale à $\frac{1}{3} T_{max}$.

3° Désintégration β^+ pure.

L'émission β^+ est caractérisée par l'expulsion d'un positron ${}^0_{+1}e$. Le noyau fils a par suite le même nombre de masse que le noyau père, mais une charge positive de moins.

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + {}^0_{+1} e$$

Comme précédemment l'électron négatif, le positron est issu d'une transformation entre nucléons : ${}^1_{+1}p \rightarrow {}^1_0 n + {}^0_{+1}e$. Mais dans le cas présent, la masse du neutron étant supérieure à celle du proton, la transformation nécessite un apport d'énergie de 1,8 MeV qui est prélevé sur l'énergie interne du noyau.

Le bilan énergétique de la réaction conduit aux mêmes problèmes que dans le cas précédent : l'énergie libérée par la transition T_{max} est partagée de façon aléatoire entre le positron et un antineutrino. Les spectres ont également une allure variable avec une énergie moyenne $\bar{T}$ voisine de $\frac{1}{3} T_{max}$.

Aux caractères de l'émission β^+ proprement dite, analogues à ceux de l'émission β^-, s'ajoute un phénomène connexe important : l'annihilation du positron (p. 8). Elle se produit en fait à notre échelle au voisinage immédiat du lieu d'émission en raison du faible parcours des électrons et les deux photons de 511 keV qui apparaîssent permettent de localiser le lieu de la désintégration.

4° Capture électronique (CE).

La transformation du noyau s'effectue ici non plus par l'émission d'un corpuscule mais par l'absorption dans le noyau de l'un des électrons péri-

phériques, en général l'un des deux électrons de la couche K. Le noyau fils a donc par rapport au noyau père, comme pour l'émission β^+, une charge plus faible de 1 unité et un nombre de masse inchangé :

$$^{A}_{Z}X + {}^{0}_{-1}e \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y.$$

A l'intérieur du noyau, la capture de l'électron conduit à la transformation d'un proton en neutron :

$$^{1}_{+1}p + {}^{0}_{-1}e \rightarrow {}^{1}_{0}n$$

Il est par ailleurs assez fréquent que cette capture soit suivie d'une transition isomérique (cf. 5°).

A l'extérieur du noyau, le départ de l'électron laisse la structure électronique dans un état excité (il ne s'agit pas d'un état ionisé car la charge globale de l'atome reste nulle, il y a toujours au total autant de protons que d'électrons). Le réarrangement des orbites consécutif à cette excitation donne lieu à une émission d'énergie, sous forme de photons de fluorescence ou d'électrons Auger.

En pratique, à la suite d'une capture électronique, on observe les raies X de la série K. Les photons correspondants ont pour les éléments lourds une énergie de l'ordre de 70 keV, qui permet la détection de ce type de radioéléments.

5° *Émission* γ.

Les types de désintégration précédents peuvent exister à l'état pur, le passage du noyau père au noyau fils s'effectuant en une seule transition.

Plus fréquemment, surtout pour les désintégrations β et CE, le passage du noyau père au noyau fils se décompose en plusieurs transitions successives avec passage par des niveaux énergétiques intermédiaires. Le noyau fils se trouve après la désintégration dans un état excité. L'excédent d'énergie E est expulsé sous forme d'un photon γ. On assiste par exemple, à l'émission d'un électron β^- puis lui faisant suite immédiatement, à l'émission d'un photon γ. On pourra comme les niveaux intermédiaires sont multiples observer l'émission de plusieurs photons en cascade. Tel est le cas du ^{60}Co (fig. 33) qui émet successivement à chaque désintégration un β^- de T_{max} : 0,31 keV, puis 2γ, respectivement de 1,17 et 1,33 MeV avant de parvenir au niveau fondamental du nickel qui est stable.

Les transitions isomériques peuvent se traduire autrement que par l'émission d'un photon γ. Dans certains cas, par un mécanisme d'interaction directe entre le noyau et un électron du cortège périphérique, cet électron se trouve expulsé avec une énergie cinétique T. Si E est l'énergie de la transition, et W l'énergie de liaison de l'électron, on a naturellement :

$$E = W + T$$

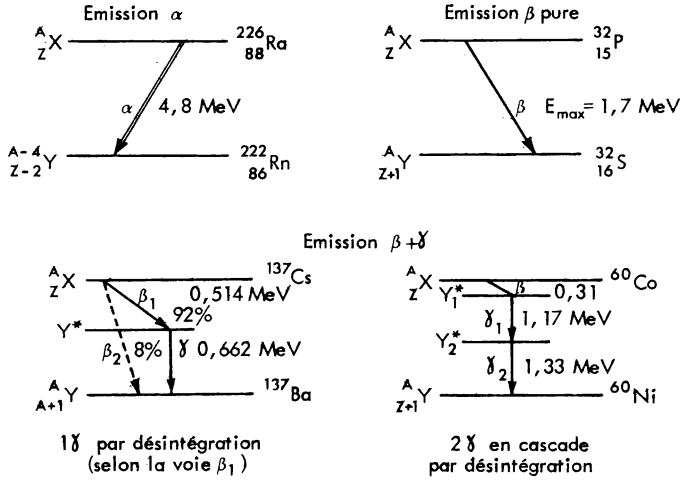


FIG. 33 *a*. — *Schémas de désintégration relativement simples.*

Un tel processus porte le nom de *conversion interne.* Il n'est pas sans analogie avec l'émission Auger (p. 25) mais, répondant à des transitions énergétiques nucléaires en général beaucoup plus importantes que celles de la structure périphérique de l'atome, il donne naissance à des électrons d'énergie cinétique élevée, du même ordre de grandeur que celle du rayonnement β. Ces électrons, apparaissent sous forme d'un spectre de raies caractéristiques se superposant au spectre β continu lorsque les deux phénomènes coexistent. Après une conversion interne, l'atome se trouve ionisé. Il retourne à l'état fondamental en réemettant sous forme de fluorescence ou d'électrons Auger une énergie correspondant à l'énergie de liaison W de l'électron sur lequel s'est effectuée la conversion interne.

6° Schémas de désintégration.

Il est commode de représenter sur un schéma la suite des transitions énergétiques qui conduisent du noyau père au noyau fils, ainsi que la nature de l'émission correspondante (fig. 33).

Il arrive qu'un même nuclide admette plusieurs modes de désintégration. Ainsi le thorium C ou $^{212}_{83}$Bi, radio-élément naturel, se désintègre 64 fois sur 100 par une émission β^- qui conduit à $^{212}_{84}$Po lui-même radioactif α, et 36 fois sur 100 par une émission α qui conduit à $^{208}_{81}$Tl lui-même radioactif β^-. On dit être en présence d'un *embranchement radioactif.* Ainsi qu'il est de règle d'ailleurs, les deux voies de l'embranchement aboutissent à un même point : le $^{208}_{82}$Pb ou plomb stable.

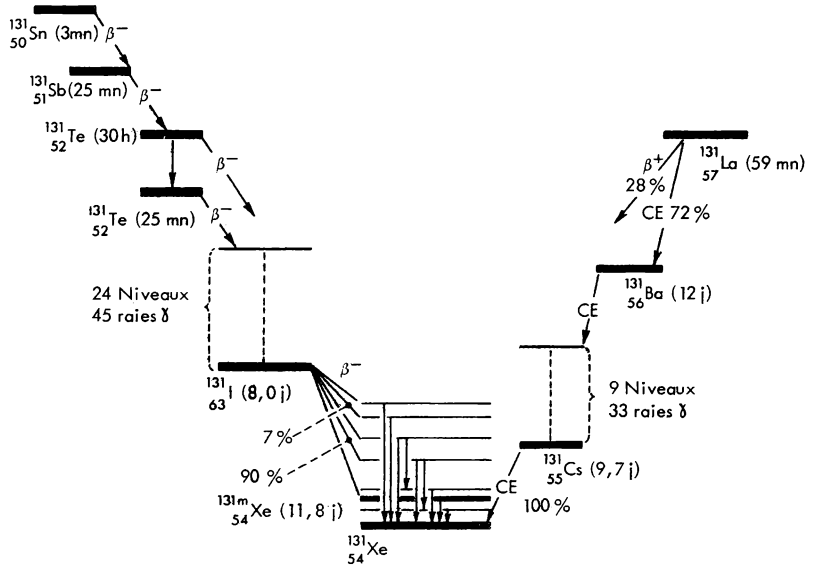


FIG. 33 *b*. — *Exemple de schéma de désintégration complexe. Les valeurs entre parenthèses correspondent aux périodes.*

On rencontre également des embranchements lorsqu'il existe de nombreux niveaux intermédiaires entre les noyaux père et fils. Dans le cas de l'or ^{198}Au par exemple, deux types d'émission β^- sont possibles. L'une avec une énergie $T_{max} = 0{,}96$ MeV, l'autre avec $T_{max} = 0{,}29$ MeV ; et à la suite de cette dernière le niveau fondamental peut être atteint soit par un seul photon de 1,08 MeV, soit par deux photons de 0,67 et 0,41 MeV, dont la somme est 1,08 MeV.

On peut expliquer les embranchements en admettant que les n_i arrangements instables responsables du phénomène de radioactivité (p. 73) ne sont pas de même type. On aurait, par exemple, dans le cas du Thorium C, 64 % d'entre eux favorisant l'expulsion d'un particule β et 36 % l'expulsion d'une particule α.

On voit en conclusion que les désintégrations d'un radioélément donné sont susceptibles de fournir toute une série de rayonnements corpusculaires, et des photons γ d'énergies variées se trouvent éventuellement associés aux raies X de l'élément fils.

Cette émission complexe est indiquée par le schéma de désintégration qui fait apparaître la proportion des rayonnements des différents groupes rapportée à 100 désintégrations.

QUATRIÈME PARTIE

DÉTECTION DES PARTICULES ET MESURES DES FAISCEAUX

On peut distinguer en médecine deux buts différents à la mesure des rayonnements :

. *Dans un cas*, on cherche à déterminer l'activité d'une *source* de rayonnements (mesures de radioactivité lors de l'utilisation comme traceur). Le détecteur est utilisé comme *compteur de particules* (Chapitre I).

. *Dans l'autre*, on cherche à mesurer l'effet d'un faisceau de radiations sur le milieu traversé, au point où est placé le détecteur. Il s'agit alors de mesurer quantitativement le faisceau de radiations *en un point*. Le détecteur est utilisé comme *dosimètre* (Chapitre II).

Des propriétés du faisceau en un point, on peut déduire les phénomènes qui vont intéresser le faisceau lors de la traversée de l'organisme et qui se traduisent en *lois générales* relativement simples (Chapitre III).

CHAPITRE PREMIER

LES COMPTEURS

L'effet physique produit par *une* particule ionisante élémentaire est très faible. Certains détecteurs sont cependant capables *d'amplifier* suffisamment cet effet pour obtenir un signal détectable : ces appareils capables de séparer les particules une par une sont appelés des *compteurs*. Les plus répandus sont les détecteurs à gaz et surtout les détecteurs à scintillations.

Dans d'autres appareils, le signal électronique obtenu est trop faible et l'utilisation en compteur est impossible. Cependant, s'il arrive sur le détecteur un grand nombre de particules, le signal électrique résultant est assez important pour pouvoir être mesuré. Ces appareils (essentiellement la chambre d'ionisation) sont utilisés pour une détection *globale* et non individuelle du passage de particules ionisantes.

I. — PRINCIPES GÉNÉRAUX

1° Relation entre taux de comptage et activité.

Il se produit dans le détecteur un effet physique (par exemple ionisation d'un gaz) dont l'importance dépend du nombre de *particules* qui y ont subi une interaction (bien entendu, les particules traversant le détecteur sans y subir d'interactions ne sont pas *vues* par lui).

Malheureusement, il n'y a pas de relation simple entre le nombre de particules qui vont subir une interaction dans le « volume sensible » du détecteur et l'activité de la source.

a) En effet, si l'on considère une source S d'activité A, elle émet par unité de temps un nombre N de particules, proportionnel à A.

b) Le compteur ne peut recevoir qu'une partie des particules, celles qui sont émises dans l'angle solide Ω sous lequel le détecteur est vu par la source (fig. 34 *a*).

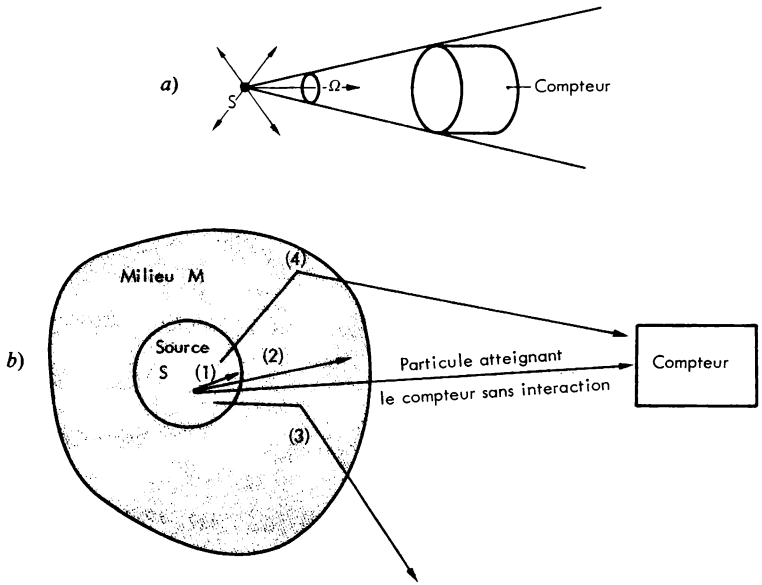


FIG. 34. — *Relation entre taux de comptage et activité.*
a) Facteur géométrique (angle solide).
b) Trajectoires de photons.

De plus, le rayonnement va subir un certain nombre d'interactions, qui modifient le nombre de particules atteignant le compteur (fig. 34 *b*) : absorption dans la source elle-même (1) ou le milieu traversé (2), diffusion (3) (4).

Le nombre de particules traversant le compteur est égal à gN, g étant un facteur géométrique.

c) Enfin, le nombre n de particules détectées par l'installation de comptage n'est pas égal au nombre de particules qui traversent le compteur ; la proportion de particules détectées définit le rendement R de l'installation.

On aura donc finalement :

$$n = g\mathrm{R}.\mathrm{N}$$

Le rendement global de détection est $r = g.\mathrm{R}$.

2° Mesures absolues et relatives.

La détermination de l'activité A à partir de n (mesure *absolue*) nécessite la connaissance de chacun des termes g et R, ce qui est long et difficile ; de

plus certains termes peuvent varier d'une mesure à l'autre. La mesure absolue est réservée aux laboratoires d'étalonnage.

En pratique, on détermine l'activité A en comparant la mesure n à la mesure n' d'une source d'activité connue A' (mesure *relative*), dans des conditions expérimentales identiques.

Souvent, on n'a même pas besoin de connaître la valeur de référence A'. La mesure dans des conditions identiques permet de connaître le rapport des activités, exprimé par exemple en %, ce qui est suffisant pour la plupart des applications.

3° *Fluctuations statistiques.*

a) **Origine.** — Nous avons vu (p. 75) que la *probabilité de désintégration* d'un atome pendant l'intervalle de temps dt est définie par

$$\lambda dt = -\frac{d\mathrm{N}}{\mathrm{N}}$$

Dans une population d'atomes N *non infinie*, le nombre d'atomes ΔN qui devraient se désintégrer pendant le temps Δt (court devant la période) est donné par :

$$\Delta \mathrm{N} = \lambda \mathrm{N} \Delta t$$

De la même façon chaque désintégration a une certaine probabilité r

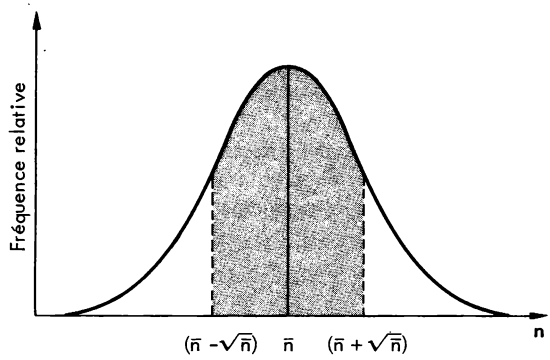


FIG. 35. — *Dispersion des valeurs du nombre n de désintégrations enregistrées lors d'un grand nombre de mesures.*

L'ordonnée représente $\frac{df_i}{dn}$ où df_i est la fréquence relative avec laquelle on obtient n compris entre n_i et $(n_i + dn)$.

La surface hachurée entre $(\bar{n} - \sigma)$ et $(\bar{n} + \sigma)$ représente 68 % de la surface totale.

d'être détectée, en définitive, le nombre n de désintégrations détectées par le compteur devrait être :

$$n = r\Delta N = r\lambda N\,\Delta t$$

En réalité, si l'expérience est recommencée un grand nombre de fois dans des conditions tout à fait identiques on s'aperçoit que n ne reste pas constant, mais peut prendre diverses valeurs dont la moyenne $\bar{n}$ est justement obtenue par :

$$\bar{n} = r\lambda N\,\Delta t.$$

On observe autour de cette valeur moyenne une *dispersion* des valeurs individuelles de n. La fréquence relative des diverses valeurs de n peut être représentée par un spectre (fig. 35) ayant le plus souvent l'allure d'une courbe de Gauss centrée sur $\bar{n}$ (Appendice 1).

L'écart-type σ de cette distribution a la valeur $\sqrt{\bar{n}}$; ceci signifie que l'on a 68 % de chances que le comptage n observé lors d'une mesure particulière soit compris entre $\bar{n}-\sqrt{\bar{n}}$ et $\bar{n}+\sqrt{\bar{n}}$ (soit $\bar{n}-\sigma$ et $\bar{n}+\sigma$), ou 95 % de chances que n soit compris dans l'intervalle entre $(\bar{n} - 2\sigma)$ et $(\bar{n} + 2\sigma)$. L'écart-type relatif est $\dfrac{\sigma}{\bar{n}}$.

b) **Conséquences pratiques.** — On peut remarquer que $\sqrt{\bar{n}}$ croît moins vite que $\bar{n}$ Donc la *dispersion relative* $\dfrac{n-\bar{n}}{\bar{n}}$ *diminue* lorsque n augmente. Pour diminuer l'importance des fluctuations statistiques, on est donc souvent conduit à augmenter soit l'activité de la source (ce qui augmente l'irradiation du malade), soit la sensibilité de l'installation (ce qui coûte cher) soit le temps de comptage (ce qui peut devenir prohibitif). Un *compromis* doit toujours être trouvé entre les divers impératifs d'une mesure.

D'autre part, nous avons jusqu'à présent raisonné sur $\bar{n}$, valeur moyenne « vraie » du comptage. Or, cette valeur ne peut être connue qu'après un grand nombre de mesures. Dans la réalité on ne fait qu'une mesure et on ne connaît qu'une valeur particulière n. On peut montrer que la valeur cherchée $\bar{n}$ n'en est pas très différente si n est assez élevé, et on peut admettre que $\sigma = \sqrt{n}$. Souvent on assimile à $2\sqrt{n}$ l' « erreur » sur la détermination de $\bar{n}$.

A titre d'exemple, si $n = 100$, $\sqrt{n} = 10$, on admettra (avec 95 % de chances que ce soit vrai), que $\bar{n} = 100 \pm 20$, et la précision de la mesure définie par $\dfrac{2\sqrt{n}}{n}$ n'est que 20 %.

Si $n = 10\,000$, $\sqrt{n} = 100$, on admettra de même que $\bar{n} = 10\,000 \pm 200$, et la précision de la mesure est de 2 %.

4° Le détecteur. Relation entre l'effet physique primaire et la réponse.

a) **Linéarité.** — Le détecteur est linéaire si le nombre n de particules enregistrées est proportionnel au nombre de particules qui le traversent. Le rendement R du compteur est alors constant. Mais un détecteur de particules ne peut être linéaire que dans un domaine limité ; le taux de comptage ne doit pas être trop important, car alors apparaissent des *pertes de comptage* : si une particule passe dans le détecteur pendant que celui-ci est en train d'enregistrer le passage de la précédente, elle ne peut être comptée : il existe un certain *temps mort* de tout appareil de comptage.

b) **Comptage des particules. Spectrométrie.** — Certains compteurs répondent par une impulsion électrique de forme toujours semblable quelle que soit la particule détectée (par exemple compteur de Geiger-Muller). Ils permettent donc uniquement de savoir que le compteur a noté par exemple 1 000 particules en une minute, sans connaître la nature ni l'énergie de chacune.

— Les appareils plus perfectionnés permettent non seulement d'obtenir un signal électrique pour chaque particule détectée, mais encore *l'amplitude* de ce signal est proportionnelle à l'énergie abandonnée par la particule détectée *(détecteur proportionnel)*. Ainsi peut-on non seulement détecter les particules mais aussi les classer, c'est-à-dire connaître le *spectre énergétique* (v. Appendice I) des particules détectées. Les modalités pratiques et l'intérêt de cette *spectrométrie* seront envisagés à propos du détecteur à scintillations (p. 96).

c) **Reproductibilité des mesures.** — Même lorsque l'on place la même source dans des conditions géométriques identiques, la réponse du détecteur peut être différente d'un moment à un autre. En dehors des fluctuations statistiques, le rendement du détecteur varie, en effet, selon les conditions de température, de pression, de tension d'alimentation, etc... Il est nécessaire avant chaque mesure (ou au moins chaque série de mesures) de tester la fidélité du compteur, et si besoin d'introduire un facteur correctif aux résultats.

5° Mouvement propre.

a) Description. Importance

Considérons une source S, provoquant pendant un temps donné sur un détecteur la réponse n. Si l'on enlève la source S, la réponse du détecteur n'est pas nulle, mais prend une valeur n_0 (mouvement propre).

La vraie réponse du détecteur à la source S n'est donc pas n, mais n_v donnée par :

$$n_v = n - n_0$$

Cette valeur n_v ne peut donc être connue que par soustraction de *deux mesures* : dans ces conditions, les erreurs (et en particulier, les fluctuations statistiques) s'ajoutent, et ceci constitue une importante *limitation* à la précision des comptages. Il est donc important de diminuer le plus possible le mouvement propre et pour cela nous allons préciser son origine.

b) Origine

*1° **Électronique.*** — En l'absence de tout rayonnement, le compteur émet des signaux électriques très faibles (que l'on peut assimiler à des parasites). Mais ceux-ci peuvent être amplifiés et se traduire par des « impulsions » (bruit de fond) dont rien ne permet de dire qu'elles n'ont pas été provoquées par le passage d'une particule ionisante (cependant, l'impulsion est presque toujours de faible amplitude).

*2° **Activité naturelle.*** — Même lorsqu'on ne place aucune source radioactive dans son voisinage, tout compteur est traversé par des rayonnements dont l'origine est le rayonnement cosmique d'une part, et la radioactivité de l'environnement d'autre part : toutes les substances contiennent des isotopes radioactifs, d'origine naturelle ou artificielle, en quantités certes faibles mais non nulles. Cette radioactivité du milieu a à peu près doublé depuis vingt-cinq ans.

On réduit ce mouvement propre en entourant le compteur d'une épaisse paroi absorbante (blindage). La source à mesurer est parfois placée avec le compteur dans une enceinte blindée (fig. 36 *a*). Plus souvent, une ouverture dans le blindage définit la direction de détection (collimation) (fig. 36 *b*).

*3° « **Pseudo-Mouvement Propre** » et **Comptage externe.*** — Lorsque l'on veut « *in vivo* » compter chez un sujet la radioactivité qui s'est concentrée dans un organe donné (par exemple corps thyroïde), on place au voisinage de cet organe un *détecteur collimaté* (comptage externe).

Quelle que soit la qualité de la collimation, le détecteur ne « verra » pas seulement la radioactivité de l'organe mais aussi celle des tissus environnants (fig. 36 *b*) dans lesquels la concentration du radioélément est plus faible mais non nulle.

Cette activité détectée par le compteur n'est pas un vrai « mouvement propre », mais elle ne représente pas la radioactivité de l'organe étudié et doit donc être déduite : on l'appelle parfois « pseudo-mouvement-propre » (fig. 36 *b*).

C'est souvent le principal facteur limitant la précision pour les mesures *in vivo* par comptage externe (v. p. 138).

c) **Conditions de mesure.** Rapport signal/bruit

Pour une installation donnée, on doit s'efforcer de se placer dans les meilleures conditions : n_v le plus grand possible, et n_0 le plus petit possible. Malheureusement, la plupart des réglages font varier ces deux grandeurs dans le même sens (par exemple le temps de comptage et la sensibilité), et l'on doit s'efforcer de trouver le meilleur *compromis* (le meilleur rapport signal/bruit).

Il faut remarquer que le maximum du rapport signal/bruit ne correspond pas en général aux conditions optimales, car ce rapport ne dépend pas du *nombre total de coups* comptés et ne tient donc pas compte des problèmes statistiques (v. *supra*). Le rapport « carré du signal/bruit » constitue une meilleure estimation de la qualité du comptage.

II. — DÉTECTEURS A GAZ

1° Principe général. Régimes de fonctionnement.

L'effet physique utilisé pour la détection est l'ionisation d'un gaz.

Si une particule (directement ou indirectement ionisante), subit une interaction avec le milieu, il se produit localement un certain nombre de paires

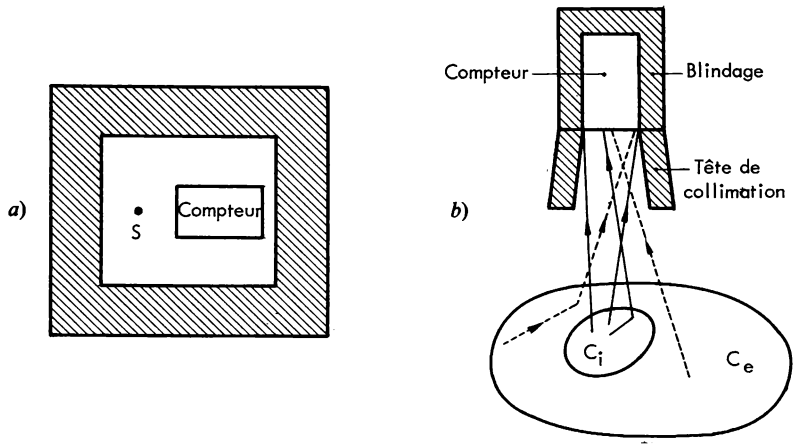


FIG. 36. — *Blindage d'une installation de comptage.*

a) Enceinte blindée.

b) Détecteur collimaté et comptage externe d'un organe radioactif *in vivo*.

Outre les photons provenant de l'organe étudié (en traits pleins), le compteur reçoit des photons venant du reste de l'organisme (en pointillés). Dans les deux cas, le compteur reçoit à la fois des photons « directs » et des photons qui ont subi une diffusion.

d'ions (v. II[e] partie-Interactions...). Dans un gaz, ces ions vont se recombiner entre eux et il n'y aura donc aucun effet décelable.

Mais si ce gaz est placé dans un champ électrique, les ions positifs et négatifs vont avoir tendance à s'éloigner, ils ne se recombineront pas et des charges électriques seront recueillies sur les électrodes (fig. 37) : l'interaction d'une particule avec le gaz du compteur se traduit ainsi par un signal électrique recueilli aux bornes. Son amplitude q (c'est une *quantité d'électricité*) est proportionnelle au nombre d'ions recueillis de chacun des signes.

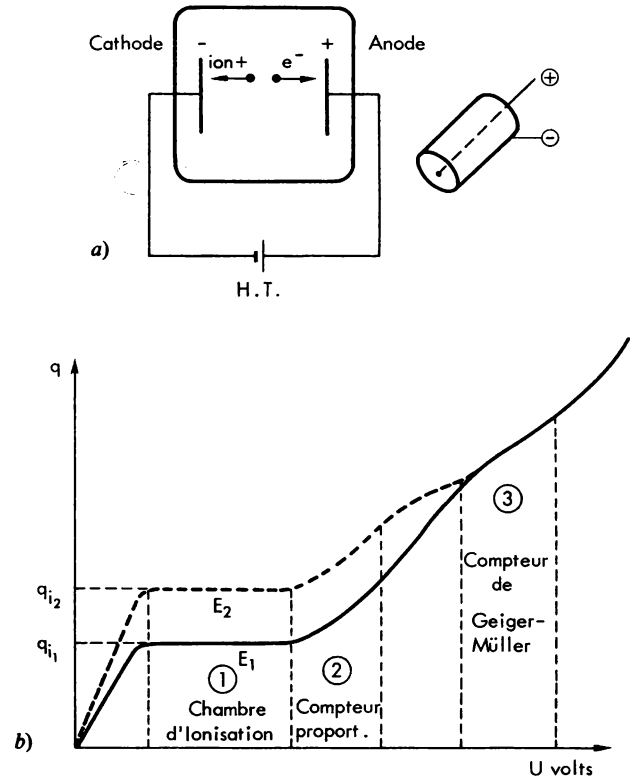


FIG. 37. — a) *Détecteur à gaz* (schématique). En général, l'anode est représentée par un fil central et la cathode par un électrode cylindrique périphérique.

b) *Régimes de fonctionnement d'un détecteur à gaz.* La courbe en traits pleins correspond à une particule d'énergie E_1 ; la courbe en traits pointillés à une particule d'énergie E_2 plus élevée.

1) Chambre d'ionisation.
2) Compteur proportionnel.
3) Compteur de Geiger-Muller.

Le transport d'un ion + vers la cathode (électrode négative) et d'un électron vers l'anode (électrode positive) aboutit au transport d'une seule charge à travers le circuit : l'ion positif se recombine en effet avec un électron de la cathode et tout se passe comme si un électron était transporté de la cathode vers l'anode.

Pour une *énergie absorbée constante* lors de chaque interaction, la charge q recueillie varie en fonction de la tension appliquée U. Aux diverses valeurs de U correspondent plusieurs zones, et par suite divers types d'utilisation (fig. 37 *b*).

a) **Chambre d'ionisation.** — Pour les faibles tensions aux bornes, un certain nombre d'ions se recombinent entre eux, et le recueil sur l'électrode de détection est incomplet, mais de plus en plus important au fur et à mesure que U augmente.

Lorsque U devient suffisant, tous les ions formés sont recueillis. On atteint donc un *plateau* q_i, qui permet de connaître le nombre de paires d'ions *formées* au cours de l'interaction. Ce plateau correspond au domaine des chambres d'ionisation (recueil complet sans multiplication). Le nombre de paires d'ions formées lors de l'interaction est donné par le quotient $\frac{q_i}{e}$, où e représente la charge de l'électron, soit $1{,}6\ 10^{-19}$ C.

b) **Compteur proportionnel.** — Si U augmente encore, la charge q recueillie aux bornes augmente à nouveau. En effet, les ions primaires (formés lors de l'interaction primitive) fortement accélérés par une tension importante deviennent eux-mêmes ionisants et il y a formation d'ions secondaires.

Le rapport $\frac{q}{q_i} = m$ est appelé facteur de multiplication. Il ne cesse d'augmenter avec U.

Au début, ce facteur ne dépend que de l'installation et de la valeur de la tension U; il est indépendant de l'énergie de la particule : ainsi, pour une tension donnée, on a : $q = mq_i$. Le signal recueilli est *proportionnel à l'énergie absorbée* dans le détecteur : c'est le domaine des compteurs proportionnels (zone 2).

Ensuite, lorsque la tension continue de monter, m varie alors avec q_i, c'est-à-dire avec l'énergie absorbée : c'est le domaine des *compteurs semi-proportionnels.*

c) **Compteur de Geiger-Muller.** — Pour une tension suffisante, l'ionisation primaire donne un phénomène de « boule de neige ». Outre la multiplication des électrons qui vont atteindre l'anode, on assiste à une avalanche d'électrons se propageant le long de l'électrode. On aura ainsi une impulsion de grande amplitude indépendante de l'énergie absorbée. C'est le domaine des compteurs de Geiger-Müller.

Si la tension s'élève encore, on atteint alors le régime de décharge permanente d'un gaz, où aucune mesure n'est possible.

2° *Chambre d'ionisation.*

Le nombre d'ions produit par une seule particule est en général trop faible pour donner naissance à une quantité d'électricité détectable. La chambre d'ionisation n'est donc pas un compteur. Cependant, les charges électriques cumulées au niveau des électrodes peuvent être totalisées. On sait alors mesurer la charge totale recueillie aux bornes. Il est très facile de connaître ainsi le nombre total d'ionisations produites dans le détecteur (puisque tous les ions produits sont recueillis).

Or, on sait que chaque paire d'ions formée correspond à une certaine énergie moyenne $\bar{W}$ (p. 40), qui vaut par exemple 34 eV pour l'air. L'énergie ε déposée par le rayonnement dans le « volume sensible » de la chambre sera donc :

$$\varepsilon = \frac{q}{e} . \bar{W}$$

Cet appareil peut ainsi servir à mesurer l'énergie déposée : c'est alors un *dosimètre* (v. p. 105). D'une façon plus générale, il mesure des flux de rayonnements. On peut en déduire l'activité d'une source, et l'appareil est alors utilisé comme activimètre.

3° *Compteurs proportionnels.*

Les impulsions délivrées par un compteur à gaz fonctionnant en régime proportionnel sont détectables, mais très faibles. Elles doivent subir une importante amplification ultérieure. Ce compteur permet une excellente spectrométrie pour les rayons X ou γ de faible énergie, puisque le signal détecté est proportionnel à l'énergie déposée par la particule incidente. Cependant, il s'agit davantage d'un matériel de laboratoire de Physique que d'un appareil d'usage médical courant.

4° *Compteur de Geiger-Muller (G. M.).*

Le compteur de Geiger-Muller est très employé, et ses caractéristiques sont presque à l'opposé des précédentes.

Lors du passage d'une particule, la propagation de l'avalanche à tout le compteur aboutit à une impulsion électrique de grande amplitude. Il n'est pas nécessaire de réaliser une amplification ultérieure importante (donc simplicité et bas prix de l'électronique).

Les ionisations primaires ne servent que « d'amorce » à cette avalanche d'électrons. L'énergie déposée par la particule incidente n'intervient abso-

lument pas, et cet appareil *ne peut servir à la spectrométrie.* Il fonctionne en tout ou rien : d'une façon un peu triviale, vouloir déterminer les propriétés de la particule détectée par un GM reviendrait à essayer de deviner la puissance de l'amorce en observant l'explosion d'un tonneau de poudre.

La *tension* de fonctionnement d'un GM est de l'ordre de 400 à 2 000 volts. Une fois celle-ci atteinte (régime GM) l'amplitude de l'impulsion correspondant à la détection d'une particule continue à augmenter (d'ailleurs assez peu) avec la tension (fig. 37 *b*), mais le *taux de comptage*, c'est-à-dire le nombre d'impulsions Δn comptées pendant le temps Δt, ne dépend pas de U et reste constant. C'est ce qu'on appelle le *palier* du GM (courbe à ne pas confondre avec le pseudo-palier de la figure 37 *b*). En fait, le palier n'est pas très rigoureux et Δn augmente légèrement avec U (fig. 38).

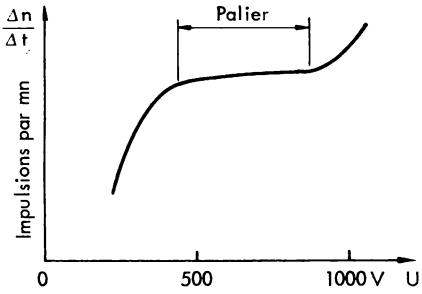


FIG. 38. — *Palier d'un compteur G. M.*

La courbe représente le taux de comptage $\frac{\Delta n}{\Delta t}$ en fonction de la tension U appliquée au compteur — pour une source constante.

III. — DÉTECTEURS SOLIDES (ou liquides)

1° Description et fonctionnement.

Le compteur à scintillations est actuellement le plus utilisé des détecteurs pour les applications médicales. Le schéma d'ensemble est donné sur la figure 39.

L'appareil proprement dit ou sonde à scintillations se compose : d'un scintillateur, d'un « guide de lumière », d'un photomultiplicateur et d'un préamplificateur.

La sonde est reliée d'une part, à une alimentation haute tension stabilisée (THT) de l'ordre de 1 000 à 1 500 volts et d'autre part, à une électronique de détection.

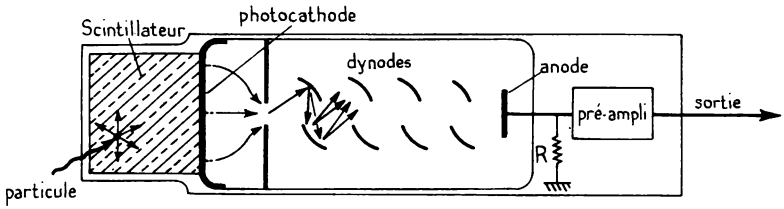


FIG. 39. — *Disposition schématique d'une sonde à scintillation habituelle.*

a) **Scintillateur.** — C'est le plus souvent un cristal d'iodure de sodium activé au Thallium ; il s'y déroule *deux phénomènes* bien distincts :

— l'un est l'absorption de l'énergie du rayonnement par l'un des effets élémentaires décrits, aboutissant à l'ionisation et à l'excitation des molécules du cristal (p. 39) ;

— l'autre est l'émission de photons (scintillations) lors de la désexcitation des molécules. Le matériau est choisi pour que les photons lumineux émis se trouvent dans le spectre visible ou U.-V. proche. Le cristal doit également être transparent pour que l'éclair lumineux produit par l'ensemble des photons émis puisse être utilisé. La quantité de lumière émise est proportionnelle à l'énergie absorbée dans le cristal.

Le scintillateur se comporte en définitive comme un « transformateur de rayonnement ». Pour un photon d'énergie de 1 MeV il apparaît 100 000 photons de 1 eV par exemple : le rendement énergétique est faible mais *fixe* (ainsi pour une énergie absorbée de 0,6 MeV, il y aurait 60 000 photons produits).

b) **Le photomultiplicateur.** — C'est la pièce électronique essentielle du détecteur ; on peut y distinguer deux parties :

— *la photocathode,* analogue à une cellule photoélectrique ; elle émet des électrons lorsqu'elle est soumise à la lumière (v. effet photo-électronique, fasc. 2) ;

— *un dispositif multiplicateur d'électrons* (dynodes), après une optique électronique d'entrée, les électrons sont attirés vers une plaque chargée positivement (dynode). Chaque dynode, frappée par un électron, restitue à son tour plusieurs électrons (effet de multiplication).

En plaçant une série de dynodes (une dizaine), à des potentiels croissants pour que les électrons formés soient toujours attirés vers la suivante ; on peut atteindre un facteur de multiplication énorme (de l'ordre de 10^{10}). Finalement, les électrons sont recueillis sur l'anode où ils donnent naissance à une impulsion électrique de très brève durée (de l'ordre de 10^{-8} s).

Ainsi, la charge électrique recueillie q (c'est-à-dire le nombre d'électrons) est proportionnelle au nombre de photons lumineux qui ont frappé la photocathode, lui-même proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal par la particule incidente.

c) **L'électronique de détection.** — Le signal électrique q est faible et bref. Il ne peut être transporté directement, et doit passer d'abord par un *préamplificateur* qui joue essentiellement un rôle d'adaptateur d'impédance (v. fasc. 2). L'élément essentiel de ce circuit est une capacité C ; la charge électrique q se traduira par une variation de potentiel électrique u telle que $q = C.u$.

C'est cette variation u du potentiel électrique que doit détecter l'électronique de comptage proprement dite ; celle-ci se compose d'un amplificateur, d'un dispositif de sélection et d'un numérateur.

— AMPLIFICATION : le gain doit être important, car le signal d'entrée est très faible. En outre, la *linéarité* doit être parfaite.

— SÉLECTION DES SIGNAUX : il est souhaitable d'éliminer un certain nombre de signaux parasites, en ne gardant que ceux dont l'amplitude est convenable. Pour cela, on utilise un dispositif sélecteur (fig. 40).

L'élément essentiel est un circuit à *seuil*, réglable, ne laissant passer que les impulsions supérieures à une valeur fixée à l'avance.

On place soit un seul circuit-seuil (l'installation fonctionne alors en discriminateur simple) soit plus souvent deux circuits-seuils reliés à un circuit

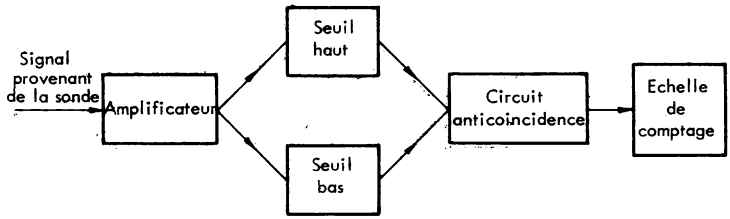


FIG. 40. — *Schéma fonctionnel de l'électronique de détection permettant la spectrométrie.*

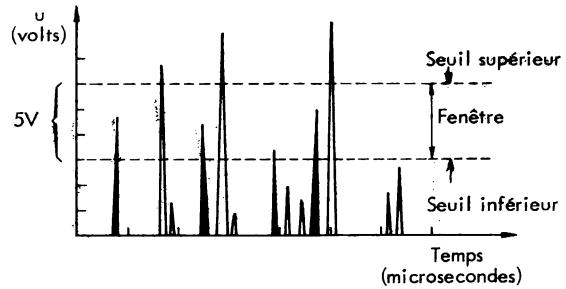


FIG. 41. — *Sélection des impulsions selon leur amplitude* (spectrométrie).

Parmi toutes les impulsions qui arrivent de façon irrégulière dans le temps, seules sont gardées (figurées en noir) celles dont l'amplitude est comprise entre les 2 seuils supérieur et inférieur.

d'anti-coïncidence. Ce dernier ne transmet une impulsion que s'il en reçoit une, *et une seule.* On pourra ainsi sélectionner les impulsions comprises dans une « fenêtre » définie par les seuils supérieur et inférieur (fig. 41).

— COMPTAGE : les impulsions vont ensuite actionner une échelle de comptage (ou numérateur) dont la réponse doit être rapide. On peut également faire apparaître le *taux de comptage.*

2° Spectrométrie gamma utilisant un détecteur à scintillations.

a) **Principe.** — Le dispositif sélecteur que nous avons décrit permet de connaître le nombre d'impulsions d'une amplitude de tension donnée correspondant à des particules d'énergie déterminée. Lorsque l'on fait varier les seuils haut et bas, on peut, en répétant les comptages, tracer le *spectre en tension* des impulsions recueillies $\left(\frac{dN}{du} = f(u)\right)$ (Appendice I). Certains appareils dits multicanaux *classent* directement les impulsions selon leur tension u et les comptent sur des totalisateurs différents (système de multi-adressage).

b) **Allure du spectre γ obtenu.** — Si on compare au spectre théorique (rayonnement monoénergétique) (fig. 42 *a*) le spectre réellement observé (fig. 42 *b*) on note deux faits principaux : d'une part on observe un étalement du pic, et d'autre part, toute une partie du spectre est située hors du pic.

L'aspect en dôme du pic est lié à une certaine dispersion autour de la valeur moyenne, car aucun des facteurs de proportionnalité n'est parfaitement constant, en raison notamment des imperfections de la transmission lumineuse et du caractère statistique du gain d'un P. M.

La partie « hors pic » du spectre correspond au fait que l'on a tracé le spectre de l'énergie absorbée dans le cristal, et non celui de l'énergie des photons γ. Certes, certains photons ne subissent aucune interaction avant d'atteindre le cristal où ils perdent toute leur énergie : l'énergie absorbée est alors égale à leur énergie E_γ et on retrouve le pic dit pour cette raison « d'absorption totale ». Mais d'autres photons peuvent subir un effet Compton (p. 45), soit dans le cristal lui-même, soit dans le milieu traversé avant d'atteindre le cristal : l'énergie absorbée est alors inférieure à E_γ.

c) **Intérêt de la spectrométrie γ -Sélection d'amplitude.** — La spectrométrie γ a un intérêt évident dans l'identification des radioéléments. Si l'on utilise simultanément deux éléments connus (double marquage) elle permet de les mesurer séparément.

Même lorsque l'on utilise un seul radioélément, l'utilisation du sélecteur d'amplitude, dont la « fenêtre » est centrée sur le pic comme le montre la figure 42 *b*, joue un rôle majeur.

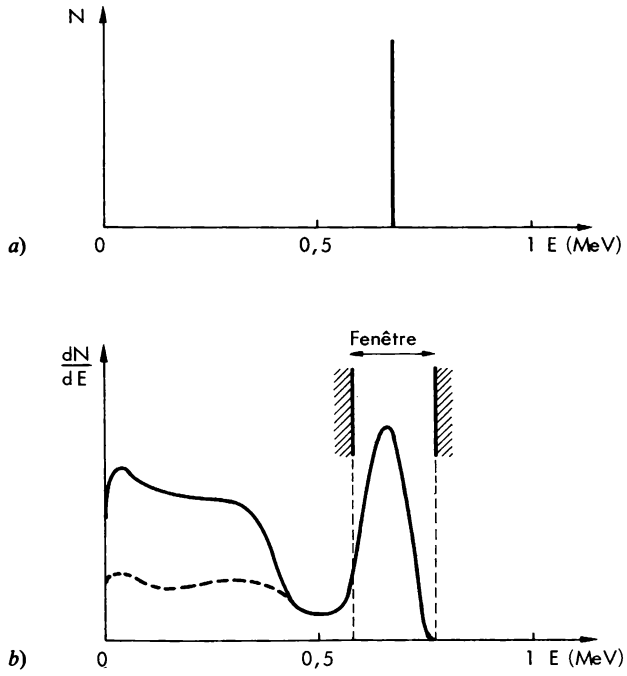


FIG. 42. — *Spectre γ du Césium 137* (E_γ = 667 keV) *obtenu à l'aide d'un cristal à scintillations.*

a) Spectre théorique.

b) Spectre expérimental :

en traits pointillés pour une source ponctuelle dans l'air,
en trait plein, pour une source placée dans l'eau : beaucoup de rayonnement diffusé (pics normalisés).

— AMÉLIORATION DU RAPPORT SIGNAL/BRUIT : le spectre du mouvement propre est très étalé, maximum vers les basses énergies. Seule une très faible partie se trouve dans la « fenêtre » choisie.

Par contre, une partie importante du spectre du rayonnement étudié se trouve dans cette fenêtre.

— ÉLIMINATION DU RAYONNEMENT DIFFUSÉ : le rayonnement reçu par un compteur ne provient pas *directement* en totalité de la source. Les photons diffusés (dans l'émetteur lui-même, sur le trajet, dans le collimateur) ont une énergie plus faible : ils se retrouveront en dehors du pic et seront éliminés, même en cas d'absorption totale dans le cristal.

Pour ces raisons, la spectrométrie γ est indispensable dans la plupart des applications médicales, surtout pour les comptages externes.

3° Divers types de détecteurs.

a) **Détecteurs à scintillations.** — Le plus utilisé des cristaux est l'Iodure de Sodium, activé au Thallium. Le numéro atomique élevé de l'Iode (53) en fait un bon absorbant des X ou γ ; sa transparence optique est très bonne. Cependant, il est hygroscopique et le moindre contact avec l'air le détériore irrémédiablement. Une enveloppe de protection est donc nécessaire et peut gêner la détection des rayonnements de basse énergie.

On utilise aussi des scintillateurs en plastique moulé qui peuvent avoir un très grand volume et des formes diverses, ou des *liquides scintillants* au sein desquels on place l'échantillon à compter, lui-même en phase liquide : ceci permet de compter les émetteurs β de faible énergie.

b) **Détecteurs à semi-conducteurs.** — Ces détecteurs permettent une spectrométrie très fine et représentent sans doute une solution d'avenir. Ils n'utilisent pas d'étape optique intermédiaire et le rayonnement absorbé conduit directement à un signal électrique. Cependant, les cristaux obtenus sont de petite taille, leur sensibilité est très faible et il est nécessaire de les refroidir à une température très basse.

c) **Films. Autoradiographie.** — Pour les émetteurs β dont le parcours dans la matière est faible, il est possible d'utiliser directement un film photographique. En plaçant une émulsion sensible au contact d'une tranche d'organe contenant un radioélément, on obtient après développement une photographie représentant la concentration radioactive en chaque point. Il est possible d'associer cette image à celle de la structure microscopique du tissu (auto-histo-radiographie).

CHAPITRE II

DOSIMÉTRIE

Un certain nombre de grandeurs physiques permettent de caractériser de façon quantitative le rayonnement en un point, mais celles-ci restent le plus souvent théoriques : elles ne peuvent guère être mesurées directement et doivent être calculées.

De plus, on s'intéresse moins souvent au faisceau lui-même qu'à ses effets sur la matière irradiée, et le concept fondamental sera la *dose absorbée.*

La mesure directe de la dose est possible mais difficile ; aussi pour la dosimétrie des photons est-on amené à pratiquer des déterminations *indirectes,* ce qui oblige à introduire la notion *d'exposition,* cette dernière grandeur étant plus facilement accessible à la mesure.

I. — LE FAISCEAU EN UN POINT

(grandeurs physiques)

Pour définir le faisceau en un point, il faut connaître pour chaque particule (matérielle ou photon) sa nature, sa direction et son énergie ; c'est-à-dire connaître le spectre en direction et en énergie de chaque type de particules. Ceci est en pratique impossible sauf dans des cas simples.

Mais le plus souvent, on n'a pas besoin de connaître aussi finement le faisceau et on peut se contenter de le caractériser de façon globale par le nombre de particules ou l'énergie passées en ce point.

1° Fluence.

a) **Flux à travers une surface.** — On définit habituellement le flux d'une grandeur vectorielle $\vec{G}$ en un point par $\frac{dG}{dS}$

dS représentant la surface élémentaire traversée par le flux et perpendiculaire au vecteur $\vec{G}$.

On peut caractériser ainsi un faisceau de particules monodirectionnel.

b) **Sphère élémentaire. Fluence de particules.** — Pour étudier simultanément des particules allant dans toutes les directions, on considère un volume sphérique élémentaire de section diamétrale dS. Toutes les particules ayant une même direction quelconque et traversant la sphère élémentaire traversent perpendiculairement une section diamétrale dS : à chaque direction correspond un flux élémentaire.

La somme de ces flux élémentaires représente la fluence en un point. C'est le quotient du nombre total de particules dN qui traversent la sphère élémentaire centrée sur ce point, par la surface dS de la section diamétrale.

$$\varphi = \frac{d\mathrm{N}}{d\mathrm{S}}$$

c) **Fluence énergétique.** — Les particules qui traversent la sphère élémentaire possèdent chacune une certaine énergie E. On appelle *fluence énergétique* F l'énergie totale transportée par le faisceau par unité de surface de la section diamétrale de la sphère élémentaire

$$\mathrm{F} = \frac{d\mathscr{E}}{d\mathrm{S}}$$

$d\mathscr{E}$ représente l'énergie traversant la sphère élémentaire de section dS. Si le faisceau est monoénergétique, $d\mathscr{E} = \mathrm{E}.d\mathrm{N}$ et $\mathrm{F} = \mathrm{E}.\varphi$.

2° Débit de fluence.

Ces deux grandeurs φ et F se rapportent à la durée totale de l'irradiation et ne tiennent pas compte du *temps* pendant lequel les particules sont passées.

On définit un débit de fluence $\frac{d\varphi}{dt}$ ou un débit de fluence énergétique $\frac{d\mathrm{F}}{dt}$ pour caractériser le faisceau à un instant t.

II. — LA DOSE ABSORBÉE ET SA MESURE

1° Définition.

Les rayonnements ionisants sont absorbés dans la matière où ils perdent de l'énergie. En chaque point, une certaine quantité d'énergie $d\varepsilon$ est déposée dans le volume dV, dont la masse est dm.

On appelle dose absorbée au point P (ou *dose*) l'énergie absorbée par la matière au voisinage du point P :

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm}$$

Cette grandeur peut être exprimée en joules/kg, ou en ergs/g. En fait on l'exprime presque toujours en *rads*, unité telle que

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ ergs/g} = 10^{-2} \text{ joules/kg.}$$

L'effet d'un rayonnement en un point dépend très directement de l'énergie localement absorbée, ce qui donne une importance particulière à cette grandeur.

Le *débit de dose* caractérise l'énergie absorbée à un moment donné : $\frac{dD}{dt}$; il est exprimé en rads/minute ou rads/heure par exemple.

2° Mesure directe.

a) **Calorimétrie.** — L'énergie absorbée par la matière est en définitive transformée en quasi-totalité en chaleur, et on peut la mesurer par calorimétrie. Cependant la chaleur dégagée est toujours très faible, ce qui rend cette méthode difficile et réservée aux laboratoires de métrologie.

Sous l'action d'une quantité de chaleur Q, l'élévation de température $\Delta\theta$ (en °C) d'une masse m de matière dont la capacité calorifique est c, est donnée par

$$\Delta\theta° = \frac{Q_{\text{calories}}}{c \, . \, m_{\text{grammes}}}$$

Pour l'eau (ou les tissus) on a $c = 1$. D'autre part, la quantité de chaleur Q correspond à une énergie déposée dans la matière ε, telle que $\varepsilon_{\text{joules}} = 4{,}18 \; Q_{\text{calories}}$. On aura donc

$$\Delta\theta° = \frac{1}{4{,}18} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{joules}}}{m_{\text{grammes}}} = \frac{1}{4{,}18} \, D_{\text{joules/g}}$$

Si l'on exprime D en rads (1 rad = 10^{-5} Joule/g) il vient

$$\Delta\theta° = 2{,}4 \, . \, 10^{-6} \, D_{\text{rads}}$$

Il faut remarquer que l'élévation de température ne dépend pas du volume irradié mais seulement de la dose.

b) **Mesure par la méthode d'ionisation** (méthode de la cavité). — Soit un milieu en phase *dense* (solide ou liquide) traversé par le rayonnement (directement ou indirectement) ionisant.

La dose en un point est définie par $D = \frac{d\varepsilon}{dm}$.

On remplace la masse *dm* de milieu dense par une masse égale d'un gaz de *même nature* placé dans une cavité creusée au point P (fig. 43). L'énergie absorbée dans la masse *dm* de gaz $(d\varepsilon)_g$ est égale à l'énergie absorbée dans

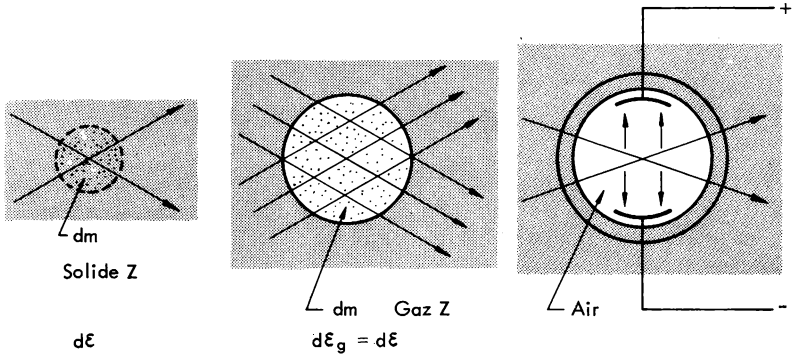


FIG. 43. — *Principe de la mesure de la dose absorbée D au point P dans un milieu dense par la méthode d'ionisation.*

a) On devrait mesurer l'énergie $d\varepsilon$ absorbée dans la masse *dm*.
b) On substitue au milieu dense une masse *dm* de gaz ; l'énergie qui y est absorbée $(d\varepsilon)_g$ est égale à $d\varepsilon$.
c) En pratique, on place en P une chambre d'ionisation dont la paroi a la même composition que le milieu.

la même masse de milieu dense $(d\varepsilon)$. On peut déterminer $(d\varepsilon)_g$ en collectant les ionisations avec deux électrodes placées dans la cavité (p. 95), si l'on connaît l'énergie moyenne d'ionisation $\bar{W}$ pour ce gaz (p. 40).

On peut ainsi déterminer la dose D au point P dans le milieu dense en substituant une petite quantité de gaz au milieu dense, ce qui permet une mesure d'ionisation. En pratique on introduit dans le milieu une *chambre d'ionisation* ce qui entraîne quelques écarts par rapport aux conditions théoriques précédentes.

— La première difficulté est liée à la nature du gaz, qui est pratiquement toujours de l'air dans une chambre d'ionisation, et qui ne peut être identique dans sa composition atomique au milieu absorbant. On est obligé d'introduire un facteur correctif qui est le rapport des pouvoirs d'arrêt massiques du milieu et de l'air pour les particules ionisantes. Des tables ont été établies, donnant ces valeurs pour divers milieux et divers types de rayonnements.

— La seconde est liée à la *paroi* que possède nécessairement une chambre d'ionisation. Cette paroi devrait être de composition atomique identique au milieu, c'est-à-dire que l'on devrait posséder une chambre à paroi équivalent-muscle, une autre à paroi équivalent-graisse, etc. Cet effet de paroi ne peut être négligé que si les particules ionisantes la traversent facilement, c'est-à-dire seulement pour les énergies élevées.

c) **Autres méthodes.** — Certains effets chimiques des radiations sont liés à la dose absorbée et peuvent servir à sa mesure (noircissement d'un film, oxydation d'un sel ferreux, etc.). On peut s'adresser aussi à divers effets physiques comme la thermoluminescence de certains matériaux ou la variation de conductivité électrique de certains semi-conducteurs. Ces détecteurs ne donnent pas, en général, une mesure immédiate de la dose absorbée dans le milieu où ils sont placés et il faut appliquer à la mesure un facteur d'étalonnage qui dépend de la nature et de l'énergie du rayonnement.

3° Calcul.

On peut en principe déterminer de façon exacte les interactions avec un matériau connu d'un faisceau dont on connaît toutes les caractéristiques, et, en particulier, calculer l'énergie absorbée ; mais ces calculs sont très complexes.

Dans l'ensemble, les méthodes de mesure directe ou de calcul ne sont pas d'emploi aisé pour les photons d'énergie moyenne (50 keV à 2 MeV), les plus utilisés en médecine. Aussi est-on conduit pour ceux-ci à employer des méthodes indirectes de mesure, basées sur la relation entre la dose et la fluence.

III. — RELATION ENTRE DOSE ET FLUENCE

Énergie transférée. Kerma.

a) **Définition.** — Considérons un faisceau de photons, subissant au voisinage du point P un certain nombre d'interactions au cours desquelles il perd de l'énergie ; celle-ci est transférée aux *électrons secondaires* (p. 44). Nous appellerons $d\varepsilon_k$ l'énergie *transférée* dans la masse *dm*.

On appelle **Kerma** *(Kinetic Energy Released in Material)* le quotient :

$$K = \frac{d\varepsilon_k}{dm}$$

K est exprimé en erg/g.

Ces électrons secondaires vont se déplacer ; ils ont un parcours non nul, et toute l'énergie transférée $d\varepsilon_k$ n'est pas abandonnée sur place dans *dm*. Ainsi d'une façon générale, *l'énergie absorbée* (ou déposée) $d\varepsilon$ n'est pas égale à *l'énergie transférée* $d\varepsilon_k$.

b) **Équilibre électronique.** — Cependant dans certaines conditions l'énergie perdue par le rayonnement $d\varepsilon_k$ et non absorbée dans *dm* est compensée

par l'énergie que déposent dans l'élément de matière *dm* des électrons nés hors de *dm*. On aura alors $d\varepsilon = d\varepsilon_k$ et par suite : $D_{rads} = \frac{K}{100}$ ergs/g. Ces conditions réalisent l'*équilibre électronique*. Pour qu'elles soient satisfaites, il faut que le milieu soit homogène, et que le faisceau de photons reste uniforme au voisinage du point considéré. Cette dernière condition ne peut pas dans un faisceau de photons être réalisée en toute rigueur (puisqu'il y a interactions) mais l'approximation est satisfaisante tant que le *parcours maximal des électrons secondaires* est faible devant la C. D. A. des photons (p. 116) (ce qui est vérifié en pratique pour des photons d'énergie inférieure à 3 MeV).

c) **Relation entre Kerma et Fluence énergétique.** — Considérons un faisceau de photons, unidirectionnel et monoénergétique, traversant l'élément de matière *dm* (son volume est *d*V, produit de la surface S et de l'épaisseur *dx* ; sa masse volumique est ρ).

Soit N le nombre de photons, d'énergie individuelle E, traversant S. Ils transportent l'énergie $\mathscr{E} = N.E$.

La loi d'atténuation peut s'écrire, si l'on considère les phénomènes correspondant à un *transfert d'énergie* à la matière (p. 55) :

$$d\varepsilon_k = \left(\frac{\mu_a}{\rho}\right) \mathscr{E} . \rho dx$$

où $\frac{\mu_a}{\rho}$ est le *coefficient massique d'absorption* des photons d'énergie E dans le milieu considéré.

En divisant les deux membres de l'égalité par $dm = \rho dV = \rho S . dx$

$$\frac{d\varepsilon_k}{dm} = \left(\frac{\mu_a}{\rho}\right) . \frac{\mathscr{E}}{S}$$

Cette relation reste vraie si le faisceau n'est pas unidirectionnel, et on a par définition de K et F (fluence énergétique)

$$\boxed{K = \frac{\mu_a}{\rho} . F} \qquad (1)$$

Si l'on considère deux milieux absorbants (1) et (2) traversés par le même rayonnement, on aura :

$$\frac{K_2}{K_1} = \frac{\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)_2}{\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)_1}$$

Si le faisceau n'est pas monoénergétique, cette relation reste vraie pour chaque « tranche » d'énergie, et l'on est conduit à prendre une valeur moyenne du rapport des coefficients d'absorption pour l'ensemble du spectre. En toute rigueur, cette valeur moyenne dépend de l'allure du spectre du rayonnement. Heureusement, pour un milieu déterminé, de Z faible, elle reste à peu près constante, du moins pour les rayonnements entre 50 et 1 000 keV.

A l'équilibre électronique, on saura donc *calculer* la dose *absorbée* $D_{(2)}$ dans un milieu (2) en déterminant le Kerma dans un milieu de référence (1) si l'on connaît le rapport des coefficients massiques d'absorption :

$$D_{(2)\,\text{rads}} = \frac{1}{100} K_{1\,\text{ergs/g}} \cdot \frac{\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)_2}{\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)_1} \qquad (2)$$

IV. — EXPOSITION

1° Principe.

Pour mesurer la dose absorbée dans un tissu, on va déterminer le Kerma dans un milieu de référence particulier, qui est *l'air*. Il est, en effet, facile de mesurer l'énergie absorbée dans l'air grâce à une *chambre d'ionisation* (p. 95): la quantité d'électricité Δq recueillie aux bornes permet de connaître l'énergie ε absorbée dans le « volume sensible » de masse Δm, d'après la formule :

$$\varepsilon = \frac{\Delta q \,.\, \bar{W}}{e}$$

et par suite, à *l'équilibre électronique :*

$$K_{air} = D_{air} = \frac{\Delta q}{e} \bar{W} \frac{1}{\Delta m} \qquad (3)$$

Au Kerma dans l'air correspond *l'exposition* (X) que l'on définit de la manière suivante :

2° Définition.

L'exposition X se réfère à la quantité d'électricité Δq portée par les ions créés par les électrons secondaires mis en mouvement sous l'action des photons X ou γ dans une masse d'air Δm

$$X = k\frac{\Delta q}{\Delta m}$$

Le coefficient de proportionnalité dépend des unités choisies. X est exprimé en rœntgens (R), unité choisie historiquement telle que $k = 1$ si q est exprimé en UES CGS et Δm correspond à 1 cm^3 d'air dans les conditions standard (soit 0,001293 g d'air).

$$1\ R = 1\ \text{UES CGS}/0{,}001293\ \text{g d'air} = 2{,}58\ 10^{-4}\ \text{coulomb/kg d'air}$$

Une exposition de 1 R correspond à la création de 2,08 10^9 ionisations par cm^3 d'air ($e = 4{,}8\ 10^{-10}$ UES CGS), ce qui (avec $\bar{W} = 34$ eV) représente une énergie de 7.10^7 eV par cm^3 d'air ou 87 ergs par gramme d'air. On a donc :

$$K_{\text{air (erg/g)}} = 87\ X_{(R)} \qquad \text{ou} \qquad \boxed{D_{\text{air (rads)}} = 0{,}87\ X_{(R)}}$$

3° Dose absorbée dans un tissu.

En appliquant la relation (2) il vient

$$D_{\text{tissu (rads)}} = \frac{1}{100} K_{\text{air (ergs/g)}} \frac{(\mu_a/\rho)_{\text{tissu}}}{(\mu_a/\rho)_{\text{air}}}$$

soit

$$\boxed{D_{\text{tissu (rads)}} = f.X_{(R)}} \tag{5}$$

avec

$$f = 0{,}87 \frac{\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)_{\text{tissu}}}{\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)_{\text{air}}}$$

L'intérêt de cette expression est que f se trouve être voisin de 1 pour les tissus mous dans la gamme d'énergie des X et des γ couramment utilisés en

médecine (fig. 44). La valeur précise de f peut être trouvée dans des tables pour divers tissus et types de rayonnement.

L'exposition lue en *rœntgens* sur une chambre d'ionisation à paroi équivalent-air permet de connaître directement à quelques pour-cent près la dose en rads qu'absorberait un tissu mou placé dans les mêmes conditions.

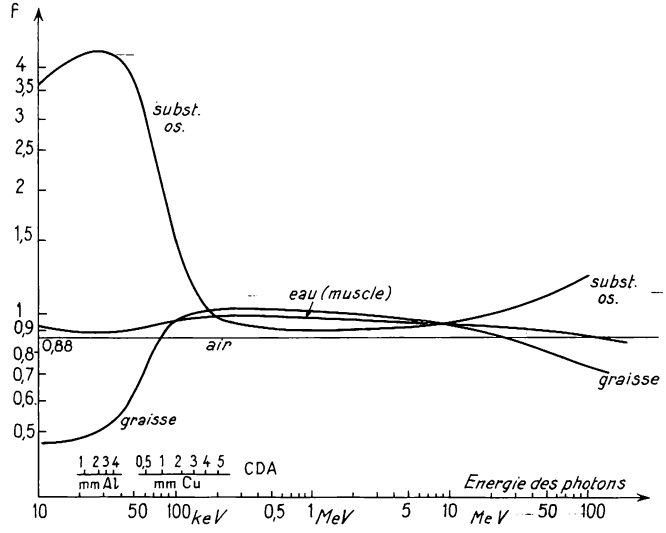


FIG. 44. — *Variation de f* (rad/R) *pour divers milieux en fonction de l'énergie des photons* (échelles logarithmiques).

4° Mesure pratique.

La chambre d'ionisation permet de mesurer les ionisations produites dans l'air et de connaître l'exposition ; elle peut donc servir de *dosimètre*, mais ceci n'est possible que si l'équilibre électronique est réalisé, c'est-à-dire si l'énergie du rayonnement n'est pas trop élevée et si le milieu est homogène.

a) **Grande chambre d'ionisation.** — Le « volume sensible » de la chambre doit être entouré d'une épaisseur d'air au moins égale au parcours maximal des électrons secondaires (chambre à paroi d'air ou « grande chambre d'ionisation ».

Le volume de ces chambres est grand et devient prohibitif lorsque l'énergie des photons dépasse quelques centaines de keV.

b) **Petite chambre d'ionisation.** — Il est souvent plus commode d'employer des chambres d'ionisation à paroi « équivalent-air » ou « petites chambres d'ionisation » dont le principe est le suivant :

Supposons que l'on comprime l'air situé *autour du volume de mesure*, par exemple à 1 000 atmosphères : les interactions des photons avec la matière seront 1 000 fois plus fréquentes *pour une épaisseur donnée ;* mais il en sera de même pour les interactions des électrons secondaires, et en définitive, le flux des électrons secondaires traversant le volume de mesure est le même que si l'air qui l'environne était resté à l'état gazeux.

On ne peut bien entendu, utiliser de l'air comprimé à 1 000 atmosphères, mais il est facile de lui substituer un matériau solide (plastique, bakélite) dont le numéro atomique moyen soit voisin de celui de l'air.

L'épaisseur de la paroi doit être suffisante pour assurer l'équilibre électronique ; une épaisseur de 1 mm convient lorsqu'on utilise des RX émis sous 200 kV ; elle doit être portée à 5 mm pour les photons du ^{60}Co (1,25 MeV).

c) **Régimes de fonctionnement.** — Que l'on utilise une grande ou une petite chambre d'ionisation, on peut distinguer deux régimes de fonctionnement :

ou bien on recueille de façon cumulative la *quantité d'électricité* produite, on mesure alors *l'exposition* et l'appareil est un *dosimètre* (à lecture directe ou non) — ceci est analogue au totalisateur kilométrique d'une automobile ; ou bien on recueille le *courant* électrique, on mesure alors le *débit d'exposition* et l'appareil est un débitmètre d'exposition — analogue au compteur de vitesse.

CHAPITRE III

LE FAISCEAU DE RX ET γ

On entend généralement par faisceau de RX ou γ l'ensemble des photons émis par une source de petite dimension extérieure à l'organisme et qui sont délimités par un diaphragme (fig. 45).

Les applications du faisceau de RX ou γ en radiodiagnostic et en radiothérapie reposent sur les phénomènes globaux résultant des interactions élémentaires (II[e] partie) qui se produisent entre les photons et les milieux traversés. Ces phénomènes se traduisent en lois générales relativement simples. Nous verrons comment ces lois peuvent être transposées au cas d'une source intérieure à l'organisme.

Le faisceau présente des limites géométriques définies par le diaphragme. Sa section est généralement rectangulaire : les dimensions L et L' des côtés croissent proportionnellement à la distance l à la source ; l'aire de la section $A = L \times L'$ croît proportionnellement à l^2.

On appelle *axe du faisceau* la ligne passant par la source et le centre du diaphragme ; il constitue un repère géométrique auquel il est commode de se référer.

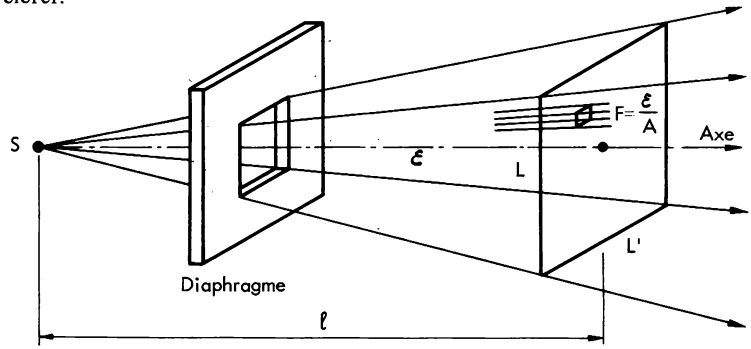


FIG. 45. — *Faisceau de photons.*

$\mathcal{E}$: énergie transportée.
F : fluence énergétique à la distance l.

I. — FAISCEAU DANS L'AIR

En l'absence d'atténuation, ce qui est pratiquement le cas dans l'air pour les distances usuelles, l'énergie totale $\mathscr{E}$ (joules) transportée par le faisceau reste constante à toutes les distances.

L'émission de la source S étant généralement isotrope, au moins dans les limites du faisceau, la *fluence énergétique* F est uniforme en tout point d'une surface sphérique quelconque centrée sur S. Si l'ouverture du faisceau est petite, ce qui est le cas habituel, la fluence est à peu près uniforme sur une section droite du faisceau : $F = \frac{\mathscr{E}}{A}$ (joule/m^2).

Lorsque l augmente, elle décroît comme $\frac{1}{A}$ c'est-à-dire proportionnellement à $\frac{1}{l^2}$. *Toutes les grandeurs qui pour une qualité de rayonnement donnée sont proportionnelles à la fluence, par exemple exposition ou dose absorbée, décroissent en* $\frac{1}{l^2}$ *: loi de l'inverse du carré de la distance.*

On peut vérifier cette loi en déplaçant une chambre d'ionisation au long d'une ligne passant par la source, par exemple l'axe du faisceau : lorsque la distance croît de l à l' l'exposition diminue de X à X′ et on a :

$$\boxed{\frac{X'}{X} = \frac{l^2}{l'^2}}$$

Lorsque l'on modifie l'ouverture du diaphragme le flux total d'énergie $\mathscr{E}$ et l'aire A de la section du faisceau, à une distance donnée, varient proportionnellement ; la fluence $\frac{\mathscr{E}}{A}$ conserve la même valeur en un point déterminé, de même que l'exposition ou la dose.

Les lois de variation de ces grandeurs en fonction de l et de A sont moins simples dans un milieu matériel.

II. — FAISCEAU DANS UN MILIEU MATÉRIEL HOMOGÈNE

(Faisceau étroit)

Le rayonnement qui passe au voisinage d'un point P quelconque du milieu (fig. 46) est constitué par :

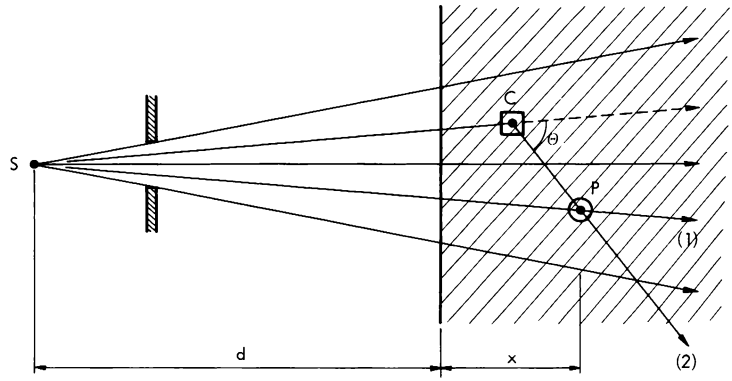


FIG. 46. — *Rayonnement en un point P d'un milieu matériel.*
1) Photon primaire provenant directement de la source.
2) Photon diffusé.

— des photons *primaires* provenant directement de la source S et qui n'ont subi aucune interaction en arrivant en P,

— des photons *diffusés* qui ont pris naissance dans le volume irradié, essentiellement lors des effets Compton.

Il est commode pour la formulation des lois générales de considérer séparément ces deux groupes de photons et nous n'envisagerons dans ce paragraphe que le rayonnement primaire qui est seul en cause dans les conditions de « faisceau étroit ». En effet, si on réduit suffisamment la section du faisceau, c'est-à-dire le volume matériel irradié, le nombre des photons diffusés devient négligeable.

Lorsque l'on déplace une chambre d'ionisation vers la profondeur on constate une diminution progressive de l'exposition à mesure que la profondeur x croît. Cette variation est due :

— au fait que l'on s'éloigne de la source (loi de l'inverse du carré de la distance),

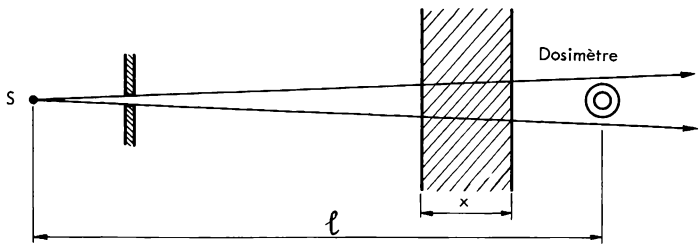


FIG. 47. — *Mesure de l'atténuation du rayonnement primaire* (conditions de faisceau étroit).

— à la disparition progressive des photons, c'est-à-dire à *l'atténuation* (p. 48) par l'épaisseur x du milieu traversé.

L'atténuation est seule en cause si on maintient constante la distance source-dosimètre et on peut l'étudier en faisant varier l'épaisseur x d'une lame matérielle interposée dans le faisceau (fig. 47).

1° Rayonnement monoénergétique

(photons de même énergie E).

a) **Loi générale d'atténuation.** — Soit N_0 le nombre de photons incidents et N le nombre de photons transmis par une épaisseur x. La loi d'atténuation exprime la variation de N en fonction de x. Elle est établie par intégration de l'équation différentielle qui a permis de définir le coefficient d'atténuation (p. 49)

$$dN = -\mu N dx$$

où dN représente la réduction du nombre N produite par un accroissement dx de l'épaisseur x traversée.

La fonction $N(x)$ qui satisfait cette relation différentielle est la fonction exponentielle décroissante (v. Appendice 2)

$$N = N_0 e^{-\mu x} \qquad \text{qui s'écrit également} \qquad \text{Log}\frac{N}{N_0} = -\mu x$$

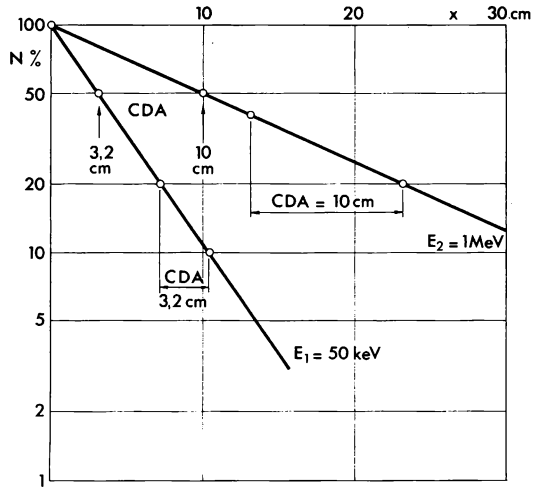


FIG. 48. — *Atténuation dans l'eau des photons de 50 keV et 1 MeV* (faisceau étroit).

La représentation graphique de cette fonction sur papier semi-logarithmique est une droite (fig. 48).

Cette loi générale d'atténuation s'applique à toutes les grandeurs proportionnelles au nombre N de photons (monoénergétiques) en particulier l'énergie transportée $\mathscr{E} = N.E$, la fluence, l'exposition...

Cette relation peut s'exprimer en faisant apparaître le *coefficient massique d'atténuation* (μ/ρ) auquel correspond l'expression de l'épaisseur en *masse surfacique* (ρx)

$$N = N_0 e^{-\frac{\mu}{\rho}(\rho x)}$$

b) **Couche de demi-atténuation** (CDA). — On appelle CDA l'épaisseur qui réduit à 50 % le nombre de photons incidents ($N/N_0 = 1/2$).

Sa valeur est définie par la relation :

$$\frac{1}{2} = e^{-\mu(\text{CDA})}$$

ou :
$$\mu.(\text{CDA}) = \text{Log } 2$$

ou :
$$\underset{(\text{cm})}{\text{CDA}} = \frac{0{,}693}{\mu_{(\text{cm}^{-1})}}$$

La CDA dépend, comme μ, de la nature du milieu et de l'énergie E des photons. La CDA dans un milieu déterminé est une représentation de la pénétration du rayonnement plus expressive que le coefficient μ (ou que l'énergie E) et elle est souvent utilisée pour exprimer la qualité du rayonnement.

On peut remarquer que la CDA joue vis-à-vis de l'atténuation un rôle analogue à celui de la période vis-à-vis de la décroissance radioactive (p. 76). Elle permet les mêmes simplifications de calcul.

A toute profondeur, c'est-à-dire quelle que soit l'épaisseur antérieurement traversée, une CDA réduit à moitié le rayonnement arrivant à cette profondeur. Plus généralement, une épaisseur quelconque réduit le nombre de photons monoénergétiques dans la même proportion quelle que soit l'épaisseur antérieurement traversée ; nous verrons qu'il en est différemment avec un rayonnement polyénergétique.

La couche de demi-atténuation est souvent exprimée en masse *surfacique* : $\rho.(\text{CDA})$ en (g/cm^2) ; elle est reliée au *coefficient massique d'atténuation* μ/ρ (cm^2/g) par :

$$\rho.(\text{CDA}) = \frac{0{,}693}{(\mu/\rho)}$$

2° Rayonnement polyénergétique.

Pour un rayonnement constitué d'un spectre de photons de diverses énergies E_1, E_2 ... E_i, chaque composante spectrale obéit à sa propre loi d'atténuation avec le coefficient μ_i correspondant à son énergie quantique E_i. Les composantes de faible énergie ont un coefficient d'atténuation élevé et sont plus fortement atténuées que les composantes d'énergie élevée (p. 52).

Considérons un rayonnement composé de N_0 photons dont N_1 photons d'énergie E_1 et N_2 photons d'énergie E_2. Après la traversée d'une épaisseur x d'un milieu dans lequel les coefficients d'atténuation respectifs sont μ_1 et μ_2, les deux composantes du faisceau sont réduites à : $N_1 e^{-\mu_1 x}$ et $N_2 e^{-\mu_2 x}$.

Le nombre initial de photons N_0 est réduit à : $N = N_1 e^{-\mu_1 x} + N_2 e^{-\mu_2 x}$.

La fonction d'atténuation représentée par cette somme d'exponentielles *n'est plus une exponentielle* (fig. 49).

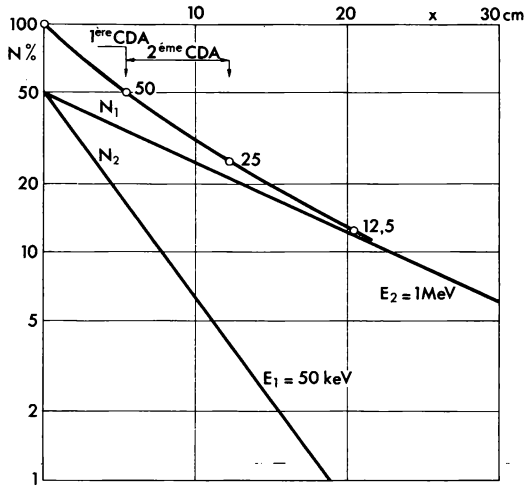


FIG. 49. — *Atténuation d'un rayonnement* (faisceau étroit) composé de 50 % de photons d'énergie $E_1 = 50$ keV et 50 % de photons d'énergie $E_2 = 1$ MeV.

Si par exemple $\mu_1 > \mu_2$ le terme $e^{-\mu_1 x}$ diminue plus rapidement que le terme $e^{-\mu_2 x}$, c'est-à-dire que les photons E_1 disparaissent plus rapidement que les photons E_2. Lorsque x croît l'atténuation est d'abord relativement rapide et aux valeurs très grandes de x (lorsque $e^{-\mu_1 x} \ll e^{-\mu_2 x}$) il ne reste pratiquement que des photons d'énergie E_2 et l'atténuation tend vers l'exponentielle de coefficient μ_2.

La proportion des photons E_1 diminue en profondeur tandis que celle des photons E_2 augmente. Dans le spectre simple composé de deux raies E_1

et E_2, la raie E_1 tend à disparaître en profondeur : il en résulte une sélection relative des photons E_2 qui est appelée *filtration.*

Le même raisonnement s'applique à un nombre plus grand de raies et finalement au spectre continu équivalent à une infinité de raies contiguës (v. Appendice I). L'atténuation est initialement rapide du fait de la disparition des composantes spectrales les moins énergétiques. La filtration entraîne une déformation du spectre vers les composantes les plus énergétiques et l'atténuation tend en profondeur vers l'exponentielle correspondant à la composante la plus énergétique.

Pour un rayonnement polyénergétique, on appelle habituellement CDA l'épaisseur qui réduit à moitié *l'exposition* ; elle représente à peu près — mais pas exactement du fait de la modification spectrale — l'épaisseur qui réduit à moitié le nombre des photons. Sa signification est plus restreinte que pour le rayonnement monoénergétique : on peut la préciser en la désignant sous le nom de « première CDA » et considérer également la « deuxième CDA » qui réduit l'exposition de $\frac{1}{2}$ à $\frac{1}{4}$ ..., etc... L'épaisseur correspondant aux CDA successives croît en profondeur, traduisant le fait que le rayonnement devient de plus en plus « pénétrant », en raison de la filtration qui enrichit le spectre en ses composantes de plus haute énergie.

La modification spectrale du rayonnement X par filtration préalable est couramment utilisée en radiodiagnostic et en radiothérapie pour augmenter la pénétration du rayonnement, au prix d'une diminution quantitative.

III. — ROLE DE LA DIFFUSION

(Atténuation en faisceau large)

Les photons diffusés qui passent en un point P du milieu proviennent essentiellement des effets Compton qui se produisent dans le volume traversé par le faisceau. Leur contribution à l'exposition ou à la dose au point P peut être déterminée par le calcul ou par la mesure.

1° Le ***calcul*** du rayonnement diffusé en un point P est conduit de la façon suivante :

Dans un petit élément de volume dV en un point C, il se produit un certain nombre d'effets Compton avec émission de photons diffusés à l'angle θ, c'est-à-dire dirigés vers P (fig. 46).

Connaissant le spectre du rayonnement et la fluence au point C, on peut calculer le nombre et la distribution spectrale des photons diffusés vers P par un petit volume dV, équivalent à une source de photons diffusés. On effectue une sommation étendue à la totalité du volume irradié. Le problème est compliqué par l'atténuation entre P et C, et l'apparition de photons de 2e, 3e... diffusion (diffusion multiple). Le calcul numérique est très long et nécessite pratiquement l'utilisation d'un ordinateur.

Une autre méthode (d'utilisation très générale qui trouve son application dans

de nombreux problèmes) est la méthode de *Monte Carlo*. Elle consiste ici à construire pour un très grand nombre de photons « l'histoire » de chaque photon telle que le hasard peut la réaliser en tenant compte de la probabilité pour que se produise la série d'évènements constituant cette histoire. On peut ainsi déterminer le nombre et le spectre des photons diffusés passant par P. Considérons un photon incident d'énergie E. Sa probabilité de subir par exemple un effet Compton à une certaine profondeur x se déduit de la fonction d'atténuation ; on tire au hasard la profondeur x à laquelle se produit l'interaction avec une « roulette » ou une table de nombres aléatoires qui tiennent compte de cette probabilité. On tire alors à nouveau au hasard l'angle θ auquel est émis le photon diffusé (dont l'énergie E_s est alors définie (p. 45).

On recommence les deux opérations précédentes pour le photon diffusé à partir du point où il a pris naissance, et ainsi de suite, pour constituer l' « histoire » du photon E et des photons diffusés de 1er, 2^{e}, 3^{e} ordre.

Lorsqu'un très grand nombre « d'histoires » a été ainsi constitué, on dispose d'un échantillon de photons qui est statistiquement représentatif des « histoires » de l'ensemble des photons du faisceau. Le très grand nombre « d'histoires » nécessaires peut difficilement être obtenu par la méthode « manuelle » — utilisée à l'origine — et on s'adresse actuellement à l'ordinateur pour ces opérations.

2° La ***mesure*** s'effectue à la chambre d'ionisation.

L'exposition totale X_t mesurée au point P est la somme $X_t = X_p + X_s$ des expositions X_p et X_s relatives au rayonnement primaire et au rayonnement diffusé.

La valeur X_p peut être mesurée comme on l'a vu précédemment dans des conditions de faisceau étroit, et par différence on obtient X_s.

Les paramètres dont dépend X_s sont :

a) la dimension de la section du faisceau,
b) la profondeur,
c) la qualité du rayonnement incident,
d) la nature du milieu.

a) X_s croît lorsque la *section* A *du faisceau* augmente ($X_s \to 0$ lorsque $A \to 0$: conditions de faisceau étroit).

L'accroissement de X_s produit par l'augmentation de A, initialement rapide, est plus lent lorsque A est grand car une augmentation de la section du faisceau ajoute un volume diffusant périphérique éloigné du point P et les photons diffusés qui en proviennent sont fortement atténués avant d'atteindre P.

b) Lorsque la *profondeur* augmente, X_s augmente initialement par accumulation des photons diffusés, car ceux-ci sont émis préférentiellement « vers l'avant ». X_s diminue ensuite parallèlement au flux de photons primaires ; mais la diminution de X_s est plus lente que celle de X_p et le rapport $\frac{X_s}{X_p}$ augmente continuellement en profondeur. De ce fait, la participation du rayonnement diffusé est de plus en plus importante et le spectre tend à se dégrader vers les faibles énergies ; la diffusion a donc sur le spectre un effet opposé à celui de la *filtration* du rayonnement primaire ; dans les faisceaux de sec-

tion usuelle son effet est prédominant et le spectre total se dégrade en profondeur.

A la surface ($x = 0$), la contribution du rayonnement diffusé n'est pas nulle ; elle correspond aux photons diffusés « vers l'arrière » soit lors de leur émission initiale, soit après diffusion multiple. Le rapport $B = \left(\frac{X_t}{X_p}\right)$ à la surface est appelé *coefficient de rétrodiffusion.*

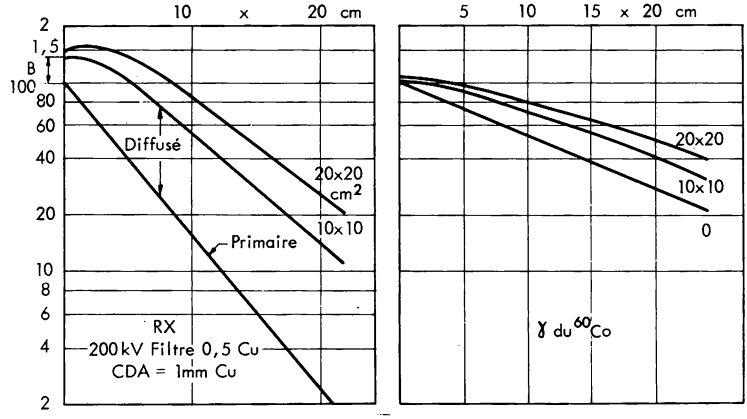


FIG. 50. — *Atténuation dans les conditions de faisceau large des RX émis sous 200 kV et des rayonnements γ du ^{60}Co (1,17 et 1,33 MeV).*

c) Rôle de la qualité du rayonnement. — L'importance relative de la diffusion est très faible lorsque l'effet photoélectrique est prédominant c'est-à-dire aux faibles énergies. Elle est aussi relativement faible pour l'effet Compton lorsque l'énergie des photons est élevée (p. 45) ; elle passe donc par un maximum pour une valeur moyenne de l'énergie qui est environ 80 keV dans l'eau (énergie moyenne du spectre des RX émis sous une tension de 200 kV).

Pour les rayons X utilisés en radiodiagnostic (60 à 120 kV), le rayonnement diffusé est considérablement plus important que le rayonnement primaire dans le faisceau émergeant du sujet examiné ; il nuit à la qualité de l'image radiologique et on s'attache à en réduire l'importance (p. 132).

Dans les faisceaux usuels de radiothérapie (rayons X de 200 kV – γ du Co^{60}) il contribue aussi à l'exposition totale pour une part importante. Cette contribution relative diminue lorsque l'énergie des photons augmente ce qui est un des avantages des très hautes énergies (10 à 40 MV).

d) Rôle de la nature du milieu. — La diffusion tend à diminuer lorsque le Z du milieu croît du fait que l'importance de l'effet Compton diminue par rapport à celle de l'effet photoélectrique (p. 52). La diffusion est moins importante dans l'os que dans l'eau ou le muscle ; elle est négligeable dans le plomb (au moins lorsque l'énergie des photons est inférieure à 500 keV).

IV. — SOURCES INTERNES

Pour une source radioactive S émettant des γ et située dans l'organisme (fig. 51), deux problèmes peuvent être envisagés.

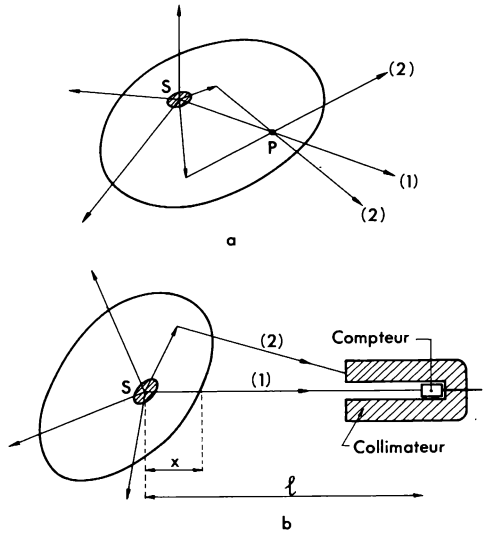


FIG. 51. — *Source γ interne.*

a) Le rayonnement passant en un point P du milieu est constitué de photons primaires (1) et diffusés (2).
b) Mesure externe du rayonnement γ.

1° *La détermination de la dose* (ou de l'exposition) en un point P.

La contribution du rayonnement primaire se calcule en considérant la loi de l'inverse carré de la distance et l'atténuation par l'épaisseur SP des tissus interposés. La contribution du rayonnement diffusé est généralement très importante du fait que la source émet dans toutes les directions, c'est-à-dire que le volume diffusant est important.

2° *La mesure externe du rayonnement γ.*

Le détecteur, dosimètre ou compteur, reçoit le rayonnement primaire et le rayonnement diffusé. Nous avons vu (p. 100) que la collimation du détecteur et des dispositifs électroniques (spectromètres), permettent de ne mesurer que le rayonnement primaire. Dans ce cas il est possible, si l'on connaît la distance l de la source (pour calculer le terme géométrique en $1/l^2$) et l'épaisseur x traversée (pour calculer l'atténuation des photons) de déterminer le taux de l'émission des γ et par là, l'activité de la source.

CINQUIEME PARTIE

APPLICATIONS MÉDICALES

CHAPITRE PREMIER

RADIODIAGNOSTIC

Le radiodiagnostic, exploration des structures anatomiques internes à l'aide de l'image fournie par un faisceau de RX traversant le sujet, est devenu l'examen essentiel de la plupart des organes.

I. — FORMATION DE L'IMAGE RADIOLOGIQUE

Le principe du radiodiagnostic repose sur la différence d'atténuation des RX d'un tissu à l'autre. Les structures anatomiques ont, de ce fait, des « opacités radiologiques » différentes qui se traduisent en « contrastes radiologiques ».

Le faisceau qui a traversé le sujet contient les « ombres portées » de ces structures ; il transporte ainsi « une *image radiante* » qui est rendue perceptible à la vision par transformation en *image lumineuse* (fig. 52).

Le contraste est dû à des différences de densité moyenne (muscles, poumons ou cavités aériennes) et de composition atomique (graisse, os). Il peut être produit artificiellement : un organe creux peut être rendu visible en le remplissant d'un « produit de contraste », substance très absorbante pour les RX (baryum) ou transparente (air ou CO_2) ou en remplaçant son contenu liquide par un produit de contraste, par exemple air pour la ventriculographie cérébrale et solutions iodées pour la radiographie des vaisseaux ; certains

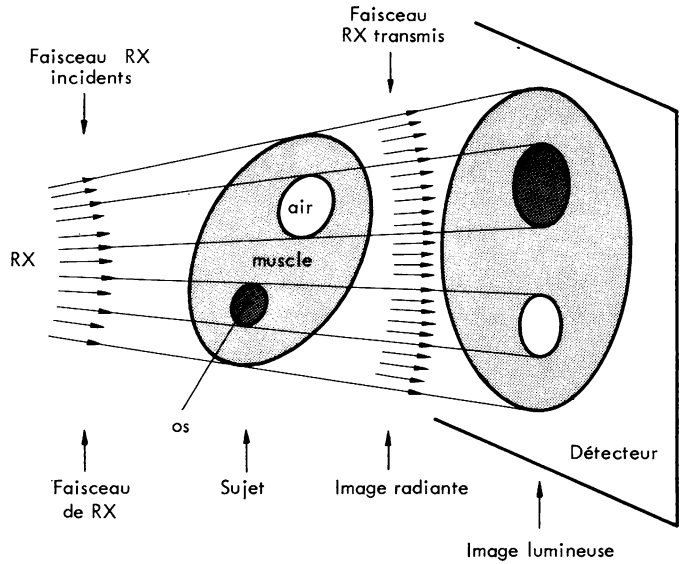


FIG. 52. — *Formation de l'image radiologique.*

A la traversée du sujet, le faisceau est atténué de façon variable selon les structures anatomiques traversées : le faisceau émergeant porte ainsi « l'image radiante ». Celle-ci est transformée en image lumineuse par le système de conversion (par exemple écran radioscopique).

parenchymes (rein) ou cavités (arbre urinaire, vésicule biliaire) peuvent aussi être visualisés par un « produit de contraste » introduit dans la circulation, et qui se concentre dans ces régions par voie métabolique.

1° Contraste radiologique.

Si un faisceau (fig. 53) traverse une même épaisseur x de deux milieux 1 et 2 dont les coefficients linéiques d'atténuation sont μ_1 et μ_2, les expositions sont réduites de X_0 à :

$$\begin{cases} X_1 = X_0 e^{-\mu_1 x} \\ X_2 = X_0 e^{-\mu_2 x} \end{cases} \quad \text{ou si } x \text{ est petit} \quad \begin{cases} X_1 \simeq X_0(1 - \mu_1 x) \\ X_2 \simeq X_0(1 - \mu_2 x) \end{cases}$$

Le contraste dans « l'image radiante » est défini par :

$$C = \frac{X_2 - X_1}{X_2 + X_1}$$

soit, si x est petit, $C \simeq \frac{1}{2}(\mu_1 - \mu_2)x$

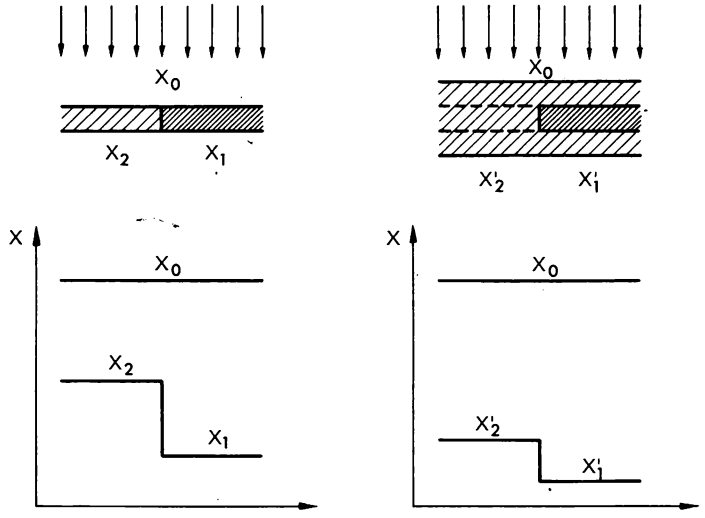


FIG. 53. — *Contraste radiologique.*
Il traduit la différence relative des expositions après traversée de deux milieux différents.

Le contraste traduit donc la différence relative des expositions.

Le contraste est théoriquement le même si la lame d'épaisseur x est incluse dans un milieu uniforme d'épaisseur y, de coefficient d'atténuation μ, car les expositions X_1 et X_2 sont réduites dans le même rapport $e^{-\mu y}$. En réalité, le contraste est diminué par le rayonnement diffusé dont l'importance croît avec l'épaisseur du milieu (p. 132).

Le contraste est directement lié à la différence des coefficients linéiques d'atténuation qui dépend de la qualité du rayonnement et de la nature des deux milieux.

Il décroît lorsque la tension appliquée au tube croît (fig. 54). Pour obtenir un contraste suffisant entre la graisse et le muscle ou un parenchyme glandulaire, il est nécessaire d'utiliser de faibles tensions (20 à 30 kV, en mammographie). Mais les RX de très faible énergie ne peuvent pas être utilisés lorsque l'épaisseur est grande. Du fait de leur forte atténuation, la quantité de rayonnement incident doit être très élevée pour que, après la traversée du malade, la quantité de rayonnement transmis soit encore suffisante. On atteint alors des valeurs prohibitives, autant en raison de la charge admissible dans le tube à RX, qu'en raison de la dose délivrée au sujet. Par ailleurs, comme nous le verrons, il n'est pas toujours souhaitable d'avoir un contraste élevé.

Les tensions habituellement utilisées sont de 60 à 120 kV selon le type d'examen.

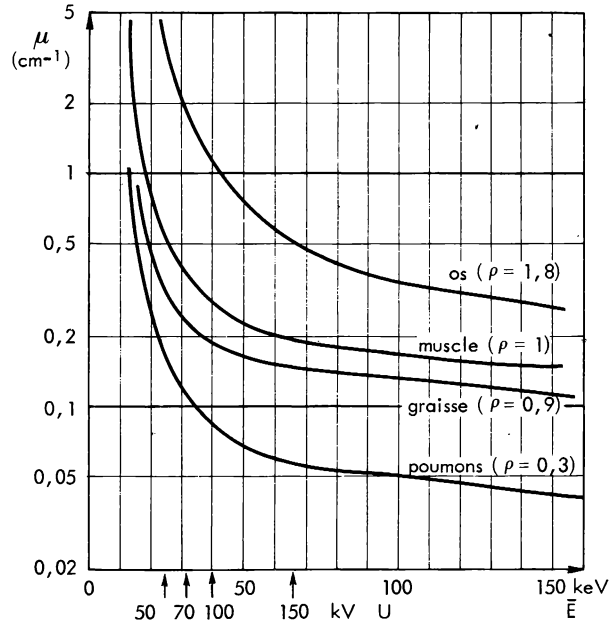


FIG. 54. — *Coefficient d'atténuation pour les principaux milieux biologiques en fonction de la tension U appliquée au tube* (Ē = Énergie moyenne des photons du spectre).

2° Caractères généraux de l'image radiologique.

L'image radiologique est constituée par *les ombres portées* des organes et structures de transparence radiologique différente (fig. 55).

La superposition de ces ombres peut compliquer l'identification des contours de chacune d'elles et une structure très opaque aux RX peut mas-

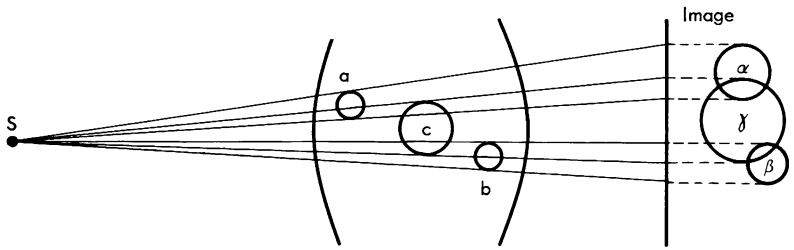


FIG. 55. — *Superposition et agrandissement des ombres portées par les différentes structures.*

quer les structures qui se projettent dans son ombre. On s'efforce alors de les dégager les unes des autres par des incidences appropriées du faisceau.

Les ombres portées sont *agrandies* par rapport aux dimensions réelles des structures qui les produisent. L'agrandissement est d'autant plus important que la structure est plus éloignée du film, et que la distance foyer-peau est plus petite. On augmente parfois volontairement cet agrandissement en éloignant le film de la face de sortie du sujet, pour accroître la résolution des fins détails (technique d'agrandissement).

Il apparaît sur l'image, certains « contours » qui ne correspondent pas à une limite de la structure anatomique, mais à une région qui est atteinte tangentiellement par le faisceau (par exemple, le fond d'une facette articulaire). Inversement, lorsque le bord d'une structure anatomique s'amincit progressivement (par exemple, bord inférieur des côtes) son contour peut disparaître de l'image.

II. — TRANSFORMATION DE L'IMAGE RADIANTE EN IMAGE LUMINEUSE

Les deux systèmes les plus courants sont l'écran radioscopique et le film radiographique.

1° Écran radioscopique.

De nombreuses substances irradiées par les RX émettent un rayonnement lumineux. Cette émission (luminescence) est un phénomène de fluorescence (p. 23) avec la particularité que les photons émis se situent, au moins en partie, dans le domaine du spectre visible.

On choisit le sulfure de zinc dont l'émission lumineuse est intense et a une « couleur » qui se situe au voisinage du maximum de sensibilité de l'œil ($\lambda = 550$ nm).

L'écran radioscopique est constitué par une fine couche cristalline de sulfure de zinc collée sur un support mince. Du côté de l'observateur, il est recouvert d'une vitre de verre au plomb destinée à absorber les RX, tout en permettant l'observation de l'image lumineuse.

La luminance de l'écran radioscopique est proportionnelle au débit d'exposition du rayonnement X au niveau de l'écran et l'image lumineuse est une réplique fidèle de l'image radiante. La luminance est faible pour les débits de faisceau RX qui sont admissibles sans risque majeur pour le sujet examiné.

2° Le film radiographique.

L'émulsion photographique est sensible aux RX et, après développement, le noircissement obtenu est d'autant plus grand que la quantité de rayonnement X reçue est plus élevée ; elle fournit donc une image en « négatif », les

structures anatomiques les plus transparentes aux RX apparaissant les plus noires.

Lorsque le film est placé sur une plage de luminance uniforme B_0 (négatoscope) les différences de noircissement se traduisent par une image lumineuse correspondant aux diverses valeurs B de la luminance du négatoscope vu à travers le film.

Le degré de noircissement est exprimée par la *densité optique* :

$$D = \log \frac{B_0}{B}$$

Si, par exemple, le film réduit à 1/10 la lumière émise par le négatoscope, $\frac{B}{B_0} = 1/10$ et $D = 1$.

Les densités optiques permettant un examen visuel correct se situent entre $D = 0{,}3 \left(\frac{B}{B_0} = 0{,}5\right)$ et $D = 2 \left(\frac{B}{B_0} = \frac{1}{100}\right)$; au-dessous le film est trop clair, au-dessus il est trop noir.

Le film est relativement peu sensible à l'action directe des rayons X et il faut des poses relativement longues pour l'impressionner. Sa sensibilité est multipliée par 2 en couchant une émulsion sur chaque face.

La sensibilité peut être considérablement augmentée par l'artifice des *écrans renforçateurs*. Ce sont des écrans luminescents qui sont pressés sur les deux faces du film dans un boîtier plat (cassette) ; le film est alors impressionné par la lumière émise par les écrans. La substance luminescente est généralement le tungstate de calcium dont la « couleur d'émission » — 420 nm — correspond au maximum de sensibilité du film. Le temps de pose est 30 fois plus bref que pour le film directement exposé.

3° Contraste et latitude de l'image.

Dans la région du film de densité très faible ou très élevée, la perceptibilité des éléments de l'image est médiocre.

Ainsi, dans un cliché de thorax, il faut utiliser une pose plus longue si l'on s'intéresse au détail du rachis dorsal (région de forte opacité radiologique, donc de densité optique relativement faible) que si l'on s'intéresse au détail du parenchyme pulmonaire (région de faible opacité radiologique, donc de densité optique relativement élevée). Dans le premier cas, le parenchyme pulmonaire donne une image trop noire et dans le deuxième cas le rachis donne une image trop claire pour que ses régions soient analysables.

Pour faire apparaître simultanément sur le même film, une image correcte de deux régions d'opacité radiologique très différente, il faut *réduire le contraste* de l'image.

Ceci peut être réalisé au niveau de l'image radiante en utilisant des tensions

élevées, ou au niveau de la conversion de l'image radiante en image lumineuse en utilisant des films dont la densité optique croît plus lentement en fonction de la dose.

Selon le type d'examen, il est préférable de percevoir sur l'image soit un grand nombre d'éléments (« grande latitude ») avec un faible contraste, soit un plus petit nombre d'éléments avec un contraste plus élevé.

III. — VISION EN RADIODIAGNOSTIC

La reconnaissance des images élémentaires contenues dans l'image radiologique est liée à la perception des différences de luminance, à la perception des contours et à l'acuité visuelle. Les niveaux de luminance globale sont très différents selon les détecteurs (fig. 56) et les performances visuelles sont de ce fait très différentes.

La luminance de l'écran radioscopique est faible et correspond aux conditions de vision scotopique (v. fasc. 3).

Une attente dans l'obscurité *(adaptation)* est indispensable avant de

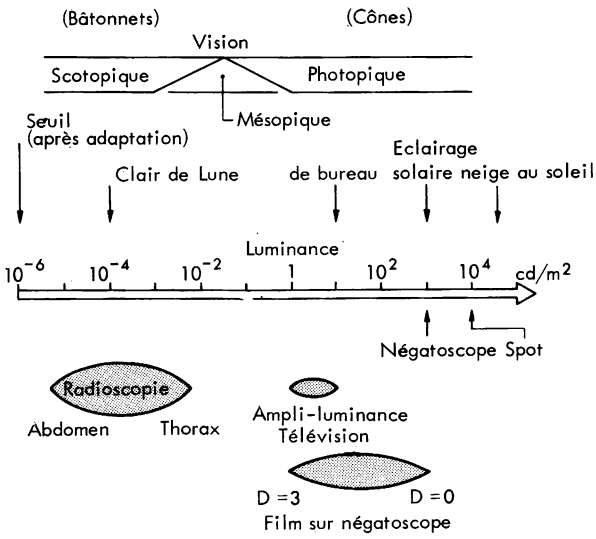


FIG. 56. — *Niveaux de luminance* (*) *de « l'espace visuel » courant et de l'image radiologique obtenue par diverses techniques.*

(*) La luminance est une grandeur *physiologique* qui exprime le caractère plus ou moins lumineux d'une surface émettant de la lumière. Elle se mesure en *nit* ou candela/m² (cf. fasc. III).

commencer l'examen : la sensibilité de l'œil est multipliée par 10 en 10 minutes, et par 100 entre 10 et 20 minutes.

La *perception des contrastes* reste faible : entre les parties peu et très lumineuses de l'écran, on ne peut reconnaître qu'une dizaine d'échelons de luminance ; on ne peut donc percevoir que des structures qui présentent un contraste élevé.

L'*acuité visuelle* est faible et on ne peut pas percevoir les très petites images ni séparer un fin réseau de lignes.

L'analyse de l'image est limitée par ces faibles performances de la vision et de nombreux détails qui existent effectivement sur l'image lumineuse ne sont pas perçus. Un gain important de perceptibilité est obtenu si l'on élève d'un facteur 5 000 la luminance de l'image avec un amplificateur de luminance (fasc. 2).

Le film est examiné à un niveau de luminance élevé correspondant aux conditions de vision photopique, pour lesquelles les performances visuelles sont élevées.

On peut percevoir de très faibles contrastes correspondant à des différences de luminance de l'ordre de 1 % ; entre les parties très claires et très sombres du film, on peut reconnaître une centaine d'échelons de luminance. L'acuité visuelle est élevée ; elle permet de distinguer un réseau de lignes très fines (20 lignes/mm) et des détails de très petites dimensions : la trabéculation osseuse, les microcalcifications sont alors perceptibles.

L'analyse des détails qui pourrait être fournie par le faisceau de Rayons X émergeant du sujet (image radiante) est, en fait, limitée par la dégradation de l'image due aux diverses causes du flou et au rayonnement diffusé.

IV. — CAUSES DE FLOU DE L'IMAGE

Le flou de l'image se traduit par le fait que pour un objet opaque à arête vive, l'image ne présente pas une limite nette mais un bord plus ou moins étalé.

Le flou du contour d'un élément de l'image gêne sa perceptibilité. De plus, le chevauchement des flous des bords opposés pour un élément d'image de petite dimension en diminue le contraste et peut pratiquement le faire disparaître.

Le flou a trois causes principales.

1° ***Flou de foyer*** (fig. 57). — Il est dû au fait que le foyer dont proviennent les RX n'est pas ponctuel. L'arête vive A d'un objet produirait avec un foyer ponctuel une discontinuité *a* de la luminance ; avec le foyer réel l'écran luminescent présente une bande de luminance dégradée entre la zone de « plein éclairement » où chaque point de l'écran « voit » la totalité du foyer et la

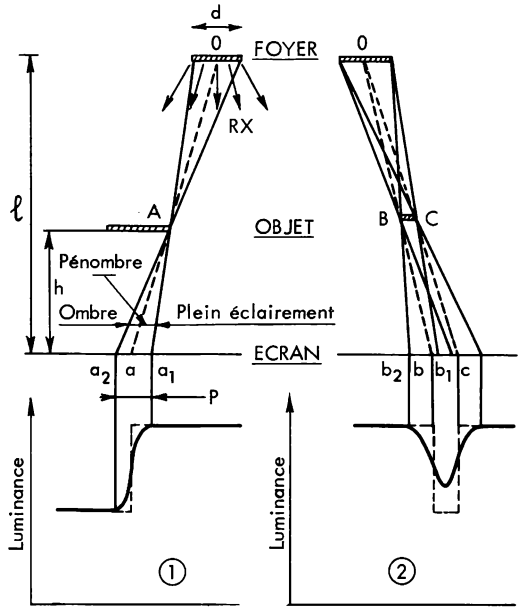


FIG. 57. — *Flou de foyer.*

La « pénombre » émousse les contours (1) et réduit le contraste des petits détails (2). — Les autres causes de flou ont les mêmes conséquences.

zone d'ombre pour laquelle le foyer est totalement masqué ; la zone intermédiaire, où le foyer est « vu » partiellement, est la zone de « pénombre ». La largeur P de la pénombre est égale à :

$$P = d\frac{h}{l - h}$$

où d est le diamètre du foyer,

l et h les distances à l'écran du foyer et de l'arête A.

On s'efforce de minimiser P en agissant sur les différents termes qui apparaissent dans la formule :

— *diminution de la dimension d du foyer.* Les charges thermiques acceptables sur l'anticathode imposent une limite de puissance (kV × mA) d'autant plus faible que la surface d'impact des électrons est plus petite. Le foyer « apparent » qui a 1 à 3 mm de côté dans les tubes courants est réduit à 0,3 mm dans les tubes à haute performance ;

— *réduction de h* en plaçant le film aussi près que possible du malade et en orientant correctement celui-ci de façon que les structures intéressantes soient le plus près du film ;

— *augmentation de la distance tube-film.* Mais le débit d'exposition disponible au niveau du film diminue en $1/l^2$ lorsque l augmente et cette diminution doit être compensée par un allongement du temps de pose. La distance habituelle de 1 mètre est un compromis acceptable.

*2° **Flou de détecteur.*** — Un pinceau de RX très fin ne donne pas une image ponctuelle mais une tache dégradée ; de même, un objet opaque à arête vive placé au contact du détecteur pour éviter le flou du foyer, donne sur l'image un contour dégradé.

Pour le film exposé directement aux RX, la zone de flou est due au fait que les électrons secondaires (agents directs de l'effet physique dans l'émulsion) ont dans l'émulsion un parcours de quelques microns ; ce flou est minime. Pour les écrans luminescents, le flou (quelques dixièmes de mm) est dû surtout à la diffusion de la lumière dans la substance fluorescente. Pour le film entre écrans renforçateurs, cette cause de flou est aggravée par la dispersion de la lumière dans la fine lame d'air difficilement évitable entre le film et les écrans ; elle est réduite si la cassette presse fortement les écrans sur le film. Dans les détecteurs complexes qui comportent une chaîne d'éléments (amplificateur de luminance, chaîne de télévision, cinématographie...), chacun de ces éléments introduit inévitablement quelques causes de flou supplémentaire.

*3° **Flou cinétique.*** — Si la structure radiographiée se déplace au cours de la pose son image est affectée par le flou dû au mouvement.

Les mouvements incontrôlables du système cardio-vasculaire peuvent atteindre de grandes vitesses, par exemple 40 cm/s pour le bord du cœur, c'est-à-dire, que des poses de 1/100 de seconde s'accompagnent d'un flou de 4 mm. Ceci explique la nécessité dans ces types d'examen de disposer de générateurs extrêmement puissants qui permettent de réduire le temps de pose à quelques millièmes de seconde.

V. — INFLUENCE DU RAYONNEMENT DIFFUSÉ (GRILLES ANTI-DIFFUSANTES)

Le rayonnement sortant du sujet est constitué, d'une part, de photons primaires provenant directement du foyer, et d'autre part, de photons diffusés dans le volume traversé par le faisceau.

Seuls les premiers contribuent à la formation de « l'ombre » portée par les structures anatomiques, tandis que les seconds ont une intensité à peu près uniforme sur toute la surface de sortie ; ils constituent un « voile de diffusion » qui atténue le contraste final (fig. 58).

L'exposition due au rayonnement diffusé à la sortie du sujet est dans les conditions usuelles 5 à 10 fois supérieure à celle du rayonnement primaire et

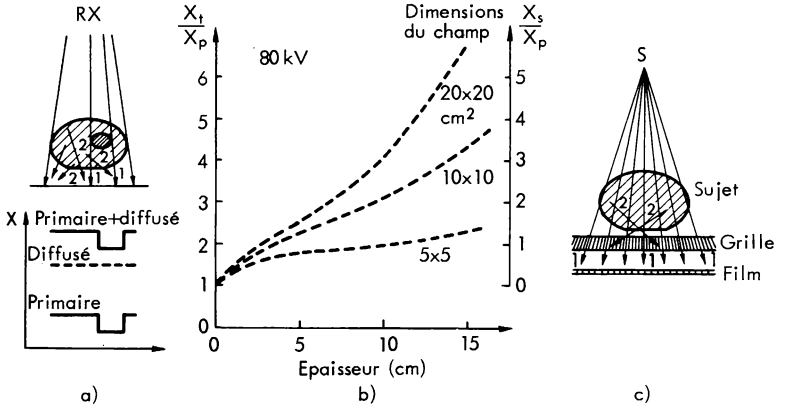


FIG. 58. — *Influence du rayonnement diffusé sur l'image radiologique.*

a) Le rayonnement diffusé atténue le contraste.
b) Son importance relative exprimée par les rapports indiqués (où X_p, X_s, X_t sont les expositions dues au rayonnement primaire, diffusé et à la somme des deux) croît avec l'épaisseur traversée et la dimension du champ.
c) Il est réduit par l'interposition d'une grille antidiffusante.

le contraste produit par le rayonnement primaire est divisé par un facteur du même ordre de grandeur.

Le contraste est amélioré en réduisant la quantité de rayonnement diffusé qui atteint le film. On s'adresse pour cela aux *grilles antidiffusantes.* La grille est une plaque de quelques millimètres d'épaisseur composée de minces lamelles de plomb séparées par des lames de matériau peu absorbant pour les RX. Les lamelles sont orientees vers le foyer de manière à laisser traverser les RX primaires qui en proviennent et à arrêter les RX diffusés qui abordent les lamelles sous une incidence oblique. La trame des minces lamelles de plomb qui apparaît sur le film est généralement peu gênante. Elle peut être effacée en faisant glisser la grille dans la direction perpendiculaire aux lamelles durant la prise du cliché (Potter-Bucky).

VI. — TOMOGRAPHIE

La tomographie a pour but de fournir une représentation en coupe des structures anatomiques.

Un principe simple (fig. 59) consiste à relier le tube à RX et le film par un bras rigide pivotant en un point O, situé dans le plan P parallèle au film. On provoque, pendant la prise du cliché, la rotation du bras autour de O, ce qui entraîne la translation simultanée et homothétique du foyer S et du film F. Une construction géométrique simple montre que l'image *a* d'un

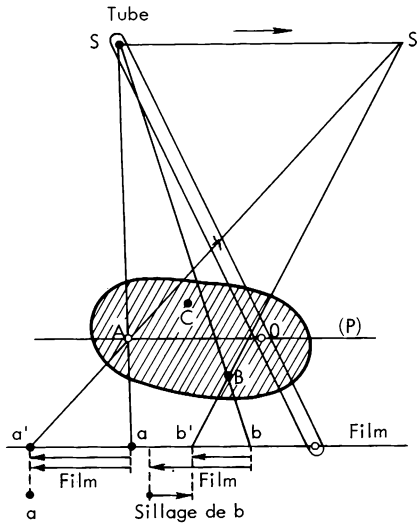


FIG. 59. — *Principe de la tomographie.*

point *A* du plan P se déplace au cours du mouvement, à la même vitesse que *F* et reste donc en position fixe sur le film. Au contraire, l'image *b* d'un point *B* situé au-dessous d'un plan P ou l'image *c* d'un point *C* situé au-dessus du plan P se déplacent respectivement moins vite et plus vite que le film et décrivent sur celui-ci, une ligne (« sillage »).

En définitive, tous les points du plan P (plan de coupe) donnent sur le film une image nette, tandis que les points du reste du volume sont d'autant plus flous qu'ils sont plus éloignés de P. On voit ainsi se détacher la coupe P du sujet sur un fond de grisaille floue.

Plus généralement, tout mouvement homothétique de F et de S aboutit à ce résultat ; en plus du mouvement rectiligne que nous avons décrit, de multiples autres mouvements (balayages) sont utilisés dans les tomographies courantes (circulaire, hypocycloïde...). Le sillage des points hors du plan de coupe, qui a la même forme que le balayage, est ainsi mieux effacé que par le balayage rectiligne.

La tomographie revient à introduire un flou cinétique pour toutes les structures qui ne se trouvent pas dans le plan de coupe ; leur « effacement » est d'autant plus prononcé que le flou est plus large, c'est-à-dire, que les structures sont plus éloignées du plan de coupe et que l'amplitude du balayage est plus grande.

La tomographie ne peut pas faire apparaître de structures qui ne produisent pas de contraste radiologique et, en particulier, celles qui sont contenues dans un objet très opaque aux RX ou masquées par celui-ci. Technique très utile en Radiodiagnostic, la tomographie a des indications définies ; sa réalisation et son interprétation demandent une grande expérience.

CHAPITRE II

APPLICATIONS MÉDICALES DES RADIOÉLÉMENTS ÉTUDES FONCTIONNELLES

L'utilisation médicale des isotopes radioactifs en Médecine date seulement d'une trentaine d'années, et connaît un développement considérable.

En radiothérapie, on peut utiliser des radioéléments comme *sources de rayonnement* soit à distance (cobalt 60 avant tout), soit sous forme de matériel radioactif scellé implanté dans les tissus (radiothérapie interstitielle avec par exemple des fils d'iridium radioactif), soit sous forme de substances radioactives se concentrant au niveau des organes à traiter (radiothérapie métabolique).

Mais c'est surtout l'utilisation *diagnostique* qui est en pleine expansion. Cet essor est lié à la possibilité de détecter des quantités *infimes* de matières (inférieures au milliardième de milligramme). Ainsi on pourra *suivre*, un phénomène biologique sans le dénaturer ; d'où le nom de « traceurs ».

Le traceur radioactif doit avoir le *même comportement* que le corps que l'on veut « suivre ».

Selon les cas, il peut s'agir :

— *d'un élément* chimique simple.

Par exemple l'iode 131 radioactif ($^{131}_{53}I$) est utilisé pour suivre le comportement de l'iode 127 stable au cours d'une réaction chimique *in vitro* ou dans l'organisme. L'identité de comportement est ici *chimique* et liée à la notion même d'isotope (p. 69) ;

— *d'une molécule marquée*, telle que la vitamine B_{12} marquée au cobalt 57, ou l'albumine iodée marquée à l'iode 131. Dans ce cas, le traceur n'est pas *chimiquement* identique à l'albumine qui ne contient pas d'iode, mais son comportement *métabolique* est pratiquement identique ;

— *d'une cellule marquée* (p. 151), par exemple des globules rouges marqués

au chrome 51 alors que les globules contiennent fort peu de chrome ; mais le comportement *cinétique* et le *volume de répartition* des globules n'est pas modifié par le marquage.

En définitive, le radioélément n'est pas toujours le *traceur* lui-même, c'est le plus souvent un auxiliaire (parfois appelé *marqueur*) permettant d'identifier le traceur.

Le marquage doit être stable. Si en cours d'étude, le marqueur et le traceur se séparent, on croira à tort en mesurant la radioactivité, étudier le comportement du traceur.

On peut opposer en médecine deux types d'utilisation des radioéléments.

— Dans un cas, le composé marqué est ajouté à un échantillon biologique déjà prélevé : ce type d'étude *in vitro* n'irradie pas le sujet et ne présente aucune contre-indication ; il donne des renseignements sur la composition de l'échantillon prélevé mais ne permet aucune étude cinétique sur les produits ainsi identifiés.

— Dans l'autre, le traceur est administré *in vivo* à un malade et l'on peut suivre son devenir dans l'organisme, soit en prélevant des échantillons successifs, soit en plaçant un compteur orienté sur les zones à étudier (comptage externe). Une irradiation du sujet est inévitable ; l'examen n'est permis que si elle reste faible.

I. — TECHNIQUES ISOTOPIQUES *IN VITRO*

Il s'agit essentiellement de techniques non spécifiques, où la radioactivité intervient comme auxiliaire permettant d'augmenter la sensibilité, la précision, ou de simplifier certains dosages. *Aucune radioactivité n'est administrée au sujet.*

1° Techniques radiochimiques.

a) **Dosage.** — Pour doser chimiquement une substance S présente dans un échantillon biologique, on fait très souvent agir un réactif spécifique R en quantité connue, donnant la réaction :

$$S + R \rightarrow S - R$$

On pourra ainsi doser soit le composé formé S – R, soit le réactif R en excès (analyse par saturation). Pour cela il est nécessaire d'extraire sélectivement et totalement le corps à doser ce qui est souvent long et complexe, puis procéder à son dosage, pondéral ou colorimétrique par exemple. Au

contraire, l'emploi de traceurs permet de se contenter d'une séparation très grossière.

Par exemple, si l'on utilise une quantité connue de réactif marqué R*, on aura :

$$S + R^* \rightarrow S - R^*$$

Sans avoir besoin d'isoler S – R*, il suffit de séparer R* et S – R* par une technique non spécifique (par exemple précipitation) pour déterminer S. On comparera la radioactivité présente dans les échantillons ainsi séparés à la radioactivité totale du réactif introduit : on aura ainsi simplifié l'analyse de manière considérable.

Une autre technique très employée est l'analyse par déplacement : on marque la substance à doser ; on ajoute à l'échantillon contenant S une quantité connue de substance marquée S* et une quantité connue de réactif spécifique R. On n'observe pas une simple substitution de S* à S aboutissant à une dilution isotopique ; en effet la masse pondérale de la molécule marquée S* ne peut être négligée devant S, car la masse moléculaire de S est en général élevée et la radioactivité spécifique de S* est faible. Dans ces conditions, il y a déplacement de la réaction $S + R \rightleftharpoons SR$ qui obéit à la loi d'action de masse (cf. fasc. I) et l'on a entre les concentrations entre crochets [ ] la relation : $([S] + [S^*]) \cdot [R] = ([SR] + [S^*R])$

Le rapport $\frac{S^*_{libre}}{S^* - R + S^*_{libre}}$ ou $\frac{S^*_{libre}}{S^*_{total}}$ dépend de la quantité S de substance présente dans l'échantillon. On peut le déterminer pour diverses valeurs connues de S et dresser *la courbe d'étalonnage.*

Une fois cette courbe établie, la séparation des fractions libres (S_{libre} et S^*_{libre}) ou liées (S*R et S – R) est réalisée par un procédé quelconque (électrophorèse, passage sur résines échangeuses d'ions, adsorption, etc...).

On calcule ainsi le rapport $\frac{S^*_{libre}}{S^*_{total}}$ et l'on lit la valeur de S sur la courbe d'étalonnage.

b) **Rendement d'une réaction.** — Il est relativement rare de disposer d'un réactif *spécifique* R permettant de doser directement la substance S.

Le plus souvent, S est extrait peu à peu à la suite d'une série de réactions non spécifiques (précipitation, action d'un acide, etc...). A chaque étape, une partie de la substance est perdue et finalement on ne dose qu'une partie (75 % par exemple) de la substance présente au départ dans l'échantillon.

L'introduction dans l'échantillon d'un composé marqué S* permet de mesurer après l'isolement et la purification, le rapport $\frac{S^*_{final}}{S^*_{introduit}}$ et donc de connaître *le rendement d'extraction.*

Cette technique peut être couplée à une méthode radiochimique de dosage en utilisant un autre radioélément (techniques de double marquage).

c) **Repérage d'une migration.** — Il peut être très commode d'ajouter une substance marquée avant une électrophorèse ou une chromatographie, ce qui permet de repérer beaucoup plus facilement les pics de migration.

D'autre part, si on a marqué un précurseur, la radioactivité des différentes fractions est simplement mesurée après séparation, et on peut ainsi déterminer le devenir de ce précurseur. Par exemple, la radiochromatographie d'un fragment de tissu thyroïdien incubé avec de l'iode radioactif révèle les composés iodés formés.

2° *Techniques radioimmunologiques.*

Ces méthodes sont actuellement en plein développement et permettent le dosage de protéines et de polypeptides avant tout hormonaux, souvent présents en quantités infimes.

Leur principe est tout à fait identique à celui de l'analyse par déplacement, et l'on écrit souvent :

$$Ag + Ac + Ag^* \rightleftharpoons Ag.Ac + Ag^*.Ac$$

Toute augmentation d'antigène non marqué (Ag), entraîne une réduction de la quantité d'antigène marqué qui se fixe aux anticorps (Ac) ; ceci est établi par étalonnage pour des titres connus d'antigène.

3° *Analyse par activation.*

L'irradiation par des neutrons d'un élément ${}^{A}_{Z}X$ stable conduit en général à une réaction nucléaire du type (n, γ) aboutissant à l'isotope ${}^{A+1}_{Z}X$, qui est presque toujours radioactif.

On peut ainsi, en soumettant un échantillon à l'irradiation dans un réacteur nucléaire, connaître par une simple mesure de la radioactivité induite, la quantité de corps *stable* existant au départ, qui lui est proportionnelle.

Cette technique élégante, extraordinairement sensible et précise, ne peut être appliquée qu'à certains éléments. De plus, elle ne précise pas du tout la forme chimique sous laquelle se trouvent ceux-ci. Le principal domaine d'application actuel est le dosage des oligo-éléments (par exemple dosage du mercure dans les intoxications mercurielles). L'emploi de ces techniques d'activation est également envisagé *in vivo*.

II. — PROBLÈMES GÉNÉRAUX DES TECHNIQUES *IN VIVO*

L'emploi d'une technique isotopique *in vivo* doit faire face à des impératifs souvent contradictoires : le radioélément doit être disponible et facile à détecter, irradier le moins possible le sujet, et le composé marqué obtenu doit avoir un intérêt biologique particulier dans le métabolisme qu'on se propose d'étudier. Il est rare d'obtenir à la fois toutes ces qualités, et l'on doit se contenter en général de compromis qui imposent des limitations d'emploi.

*1° **Irradiation du sujet*** (dose absorbée).

L'irradiation du sujet est inévitable mais on doit chercher à la rendre la plus faible possible. Elle est proportionnelle à *l'activité administrée* qui devra être suffisante pour la détection mais non excessive ; elle dépend également du temps de séjour du radioélément dans l'organisme et du type de rayonnements émis.

. La dose délivrée sera d'autant plus importante que le radioélément séjourne plus longtemps dans l'organisme, elle est en première approximation proportionnelle à la *période effective* T_e, définie comme le temps au bout duquel persiste dans l'organisme la moitié de l'activité présente au temps $t = 0$.

Un atome radioactif peut disparaître de l'organisme de deux façons :

— soit en se désintégrant, et l'on a défini (p. 75) un coefficient de désintégration λ_p et une période *physique* T_p ;

— soit en étant éliminé de l'organisme ; si la disparition de la substance de l'organisme obéit à une loi monoexponentielle décroissante (cf. *infra*, p. 144), on peut également définir pour ce phénomène *biologique* un coefficient de disparition λ_b et une période biologique T_b.

On peut alors définir un *coefficient effectif de disparition* $\lambda_e = \lambda_p + \lambda_b$ et une période effective T_e, telle que

$$\frac{1}{T_e} = \frac{1}{T_p} + \frac{1}{T_b}$$

La plupart des radioéléments artificiels courants sont émetteurs β^- et γ et sont dangereux surtout par leur rayonnement β, alors que les γ sortent en grande partie de l'organisme.

Ces deux facteurs expliquent l'intérêt des émetteurs X ou γ purs (c'est-à-dire sans β) de période physique courte comme le Technetium 99^m, le Strontium 87^m, etc... (p. 71).

La dose n'est en général pas uniforme dans l'organisme ; elle est maximale où le radioélément s'est concentré, mais aucun organe n'est complètement à l'abri, et il est nécessaire d'estimer la dose reçue par les « organes sensibles » (moelle osseuse, gonades) qui constitue souvent la limitation la plus importante de ces examens.

*2° **Disponibilité du radioélément.***

Les radioéléments à vie courte sont le plus souvent obtenus en utilisant le principe des « filiations radioactives » (p. 77), mais le nombre de radioéléments pouvant être disponibles pour l'utilisation hospitalière reste très limité.

De plus c'est le plus souvent à des *composés marqués* que l'on s'adresse et non au radioélément lui-même. Selon les cas, le marquage est plus ou moins aisé et rapide.

3° Qualités pour la détection.

Les rayons β ont un parcours bref (p. 38). Ils ne peuvent donc être utilisés que pour des mesures d'échantillons, au besoin avec des détecteurs spéciaux (scintillateurs liquides, autoradiographie).

Les rayons X ou γ à l'opposé ont une pénétration bien plus grande et peuvent être utilisés pour la détection *externe* (p. 121). Cependant les photons d'énergie faible risquent de subir de nombreuses interactions dans l'organisme lui-même avant d'atteindre le compteur (auto-atténuation) ; à l'opposé les photons d'énergie très élevée sont difficilement absorbés dans les compteurs eux-mêmes ; l'énergie la plus favorable pour la détection externe se situe entre 100 et 500 keV.

En dehors des cas où la période du radioélément est très longue, on doit faire une *correction de décroissance* si l'on veut étudier ce qui revient au phénomène biologique. Le facteur de correction FC est donné par

$$FC = e^{0,693\,\frac{t}{T}}$$

Par exemple, on fait ingérer à un sujet 100 microcuries d'Iode radioactif (T = 8 jours), et on mesure 48 heures plus tard l'activité fixée au niveau de la thyroïde ; on trouve alors 50 microcuries. Du fait de la décroissance radioactive, FC = 1, 2 ; le phénomène *biologique* a été la fixation de 60 % de l'activité (et non 50 %) sur le corps thyroïde.

4° Signification biologique.

Le traceur sera d'autant plus intéressant que le corps « tracé » joue un rôle privilégié dans le phénomène étudié.

Ainsi l'Iode radioactif joue un rôle fondamental car le métabolisme de l'Iode *(stable)* dépend très directement de la fonction thyroïdienne.

De la même façon, la vitesse d'élimination du rose bengale marqué (par l'Iode 131 par exemple) renseigne sur un aspect de la fonction hépatique, mais il s'agit d'un renseignement très partiel, car le foie a une activité beaucoup plus complexe, qui ne se limite pas à l'élimination du rose bengale dans les voies biliaires.

Enfin, la sélénométhionine (acide aminé soufré, où l'atome de soufre a été remplacé par un selenium 75 radioactif) n'est qu'un médiocre traceur pour l'étude du pancréas, car la méthionine va certes dans le pancréas, mais aussi dans le foie, l'intestin grêle, etc...

III. — MÉTHODES ISOTOPIQUES D'ANALYSE CINÉTIQUE

1° Modèle à un compartiment fermé.

a) **Le modèle.** — Considérons un récipient fermé contenant un volume d'eau V. Dans cette cuve est dissoute une masse M d'une substance donnée (du sucre par exemple).

On introduit un traceur radioactif de la substance dissoute (ici sucre radioactif), de radioactivité R connue, et de masse négligeable. On admet que la répartition du traceur est homogène et immédiate.

On prélève dans cette cuve un échantillon de volume v, qui contient une masse m de corps dissous. La radioactivité présente dans l'échantillon est r.

Puisque la répartition du traceur est homogène, la concentration est la même que dans la cuve et on a :

$$\boxed{\frac{r}{v} = \frac{R}{V}} = \omega \quad \textit{(concentration radioactive)}.$$

ou

$$\boxed{\frac{r}{m} = \frac{R}{M}} = x \quad \textit{(radioactivité massique)}.$$

Cette *équation de dilution* est fondamentale.

b) **Utilisation du modèle.** — Après avoir injecté une certaine radioactivité à un sujet, on prélève un échantillon dont on mesure l'activité. Si la matière « froide » (non radioactive) est distribuée dans un compartiment fermé et se comporte comme le modèle considéré (fig. 60), on peut calculer :

— soit V : *volume de diffusion* de la substance considérée,

— soit M : masse du compartiment ou *pool*.

Il faut remarquer que pour connaître M, il faut connaître m ; il est donc toujours nécessaire de faire au moins un dosage *chimique*. Ces deux grandeurs, M ou V, sont relatives à la *matière froide*. Le traceur ne sert que *d'outil* pour y accéder.

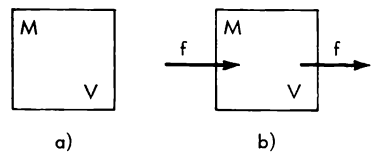


FIG. 60. — *Modèles à un compartiment*
a) fermé (masse M, volume V),
b) ouvert (débit entrant = débit sortant).

c) **Applications biologiques.** — On peut déterminer le volume sanguin, en injectant des hématies marquées au chrome 51 ; ou l'espace de diffusion de l'eau ordinaire, soit *l'eau totale* de l'organisme, en injectant de l'eau tritiée ; ou encore l'eau *extra-cellulaire* en injectant du brome 82, qui ne pénètre pas dans les cellules.

En réalité, ces mesures ne sont pas d'une très grande précision, car la répartition du radioélément n'est pas tout à fait homogène ni immédiate. De plus le traceur ne mesure que l'espace de diffusion ; ainsi l'eau tritiée ne mesure que l'eau *échangeable*, et l'eau liée n'est pas mise en évidence par cette technique.

De plus, un compartiment biologique n'est jamais tout à fait fermé, et on peut aboutir à des résultats absurdes si on néglige les échanges métaboliques entre compartiments, comme le montre l'exemple de l'espace-iodure : chez un sujet normal, on administre 100 microcuries d'Iodure marqué (131 I). On mesure la radioactivité plasmatique au bout de 24 heures et on trouve 0,25 microcuries par litre. Le volume de diffusion serait donc d'après l'équation de dilution de 400 litres, ce qui est absurde. En effet le modèle choisi était incorrect, et ne tenait pas compte de la fixation de l'Iode sur le corps thyroïde : c'est dire la nécessité de modèles dynamiques.

2° Équilibre dynamique et son étude.

Dans l'organisme, la plupart des paramètres biologiques gardent une valeur à peu près constante, grâce à des mécanismes de régulation (homéostasie du milieu intérieur) : c'est le cas du taux de glucose ou de calcium dans le sang par exemple. Cette constance ne correspond pas à un état inerte, mais bien à un équilibre entre les entrées et les sorties : il s'agit d'un *état d'équilibre dynamique* (ou *steady state*).

D'une façon générale, les méthodes chimiques de dosage ne rendent compte que du niveau statique de l'équilibre, et non de l'importance des échanges qui y conduisent. On est souvent obligé pour connaître les paramètres dynamiques de recourir à des méthodes expérimentales telles que l'ablation d'un organe chez l'animal, ou telles que des épreuves de stimulation ou de freinage chez l'homme. On est alors obligé de *dénaturer* le phénomène que l'on veut étudier.

L'intérêt des indicateurs nucléaires est justement d'échapper a ce reproche, puisque l'on peut par la technique des traceurs étudier les *paramètres dynamiques* d'un phénomène métabolique sans dénaturer celui-ci, comme nous allons le voir.

3° Modèle à un compartiment ouvert.

a) **Le modèle.** — Considérons la même cuve que précédemment, mais cette fois en communication avec l'extérieur. Il entre et il sort par unité de temps, la quantité f de matière (fig. 60 *b*). f représente le *débit de matière* ; c'est une constante, de même que la masse M puisque l'on a admis *l'équilibre dynamique*.

La valeur du débit f (en g/jour par exemple) dépend à la fois du pool M

et de la cinétique d'échange : un même débit f correspondra à un echange rapide si M est faible, ou à un échange lent si M est élevé. C'est pourquoi on définit une nouvelle grandeur plus directement cinétique, le *taux de renouvellement k* (ou *turn-over rate*) qui représente la fraction du pool renouvelée par unité de temps.

$$\boxed{k = \frac{f}{M}}$$

Ces quantités M, V, k, f, caractérisent le modèle en dehors de tout traceur. Pendant un temps t, il entre (et il sort) la quantité ft, soit une fraction kt du pool.

L'introduction dans le compartiment d'un traceur d'activité R_0 au temps $t = 0$ va aboutir à une élimination progressive, et l'activité R du compartiment va décroître au cours du temps ([1]). On admet toujours que le mélange est immédiat et homogène.

La radioactivité quittant le compartiment pendant le temps dt est $-dR$. Elle est proportionnelle au débit f, et à la radioactivité spécifique $x = \frac{R}{M}$

$$-dR = f.x.dt$$

Lorsqu'il sort du compartiment l'activité dR, l'activité et donc l'activité massique diminuent dans le compartiment, et l'on a : $-dx = -\frac{dR}{M}$, d'où

$$\boxed{-\frac{dx}{dt} = kx.} \quad \text{avec} \quad k = \frac{F}{M}$$

La solution de cette équation différentielle est (App. II)

$$\boxed{x = x_0 e^{-kt}}$$

On aura de même :

$$R = R_0 e^{-kt}$$
$$\omega = \omega_0 e^{-kt}$$

La représentation graphique est une exponentielle décroissante, ou une droite de pente négative en coordonnées semi-logarithmiques.

([1]) On considère ici uniquement l'élimination biologique, les éventuelles corrections de décroissance physique sont supposées effectuées.

b) **Utilisation du modèle.** — Après avoir introduit la radioactivité R_0 dans un compartiment, on procède à des mesures successives de l'activité massique x sur des échantillons prélevés au cours du temps et on obtient les résultats expérimentaux suivants (on suppose toujours la décroissance physique négligeable ou corrigée) (fig. 61).

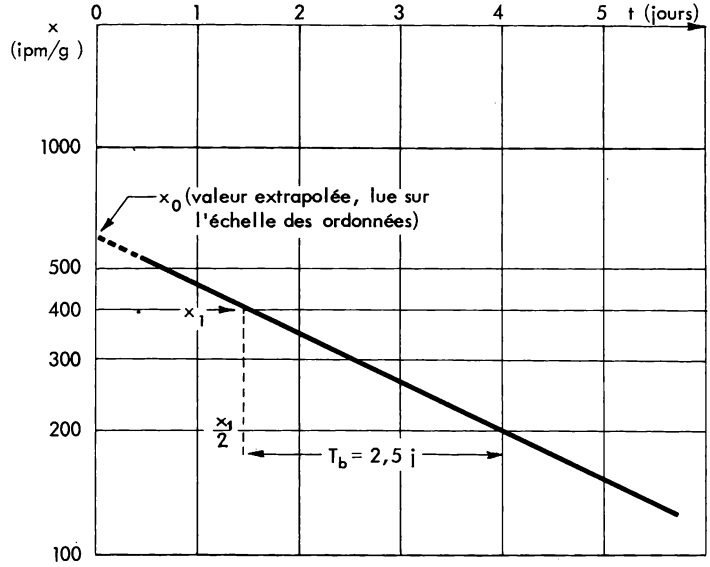


FIG. 61. — *Courbe expérimentale correspondant à un modèle à un compartiment ouvert.*

On constate que les points s'alignent à peu près selon une droite descendante en coordonnées semi-logarithmiques. On en déduit que tout se passe comme si on avait affaire à un modèle à un compartiment ouvert, ce qui comporte d'ailleurs une certaine part d'arbitraire, compte tenu de l'imprécision de chaque mesure et du nombre limité de celles-ci.

Sur la courbe en coordonnées semi-logarithmiques, il est très facile de lire la *période biologique* T_b : c'est le temps qui sépare les deux points correspondant à x_1 et $\frac{x_1}{2}$.

La période biologique est reliée au taux de renouvellement par la relation (App. II)

$$k = \frac{\text{Log } 2}{T_b} = \frac{0{,}693}{T_b}$$

REMARQUE : la période biologique correspond au temps de demi-disdisparition du traceur, mais non de la *matière froide* qu'il représente. Au bout de ce temps T_b, la quantité de matière qui est partie est $f.\,T_b$, soit $k.\,M.\,T_b$ ou 0,693 M. Cette matière a d'ailleurs été *remplacée* par la même quantité entrée dans le compartiment avec le flux entrant. Au bout d'un temps

$$\tau = \frac{1}{k} = 1{,}44\ T_b,$$

il est entré (et sorti) une quantité de matière égale à la masse M du compartiment. Cette grandeur τ est appelée *temps de renouvellement (turn-over time)*.

Il est facile *d'extrapoler à zéro* la courbe expérimentale (en prolongeant la droite en coordonnées semi-logarithmiques).

On peut alors, connaissant x_0 (ou ω_0) déterminer par *l'équation de dilution*

— soit M (pool ou masse immédiatement échangeable),
— soit V (volume immédiatement échangeable).

En définitive, les grandeurs relatives à la radioactivité (R, ω, x) ne servent que d'auxiliaires pour la détermination des paramètres biologiques (M, V, f, k, T_b).

Considérons la grandeur φ, appelée *clearance*, définie par la relation :

$$\varphi = \frac{f.V}{M} = kV$$

La clearance a les dimensions d'un débit (volume de solvant par unité de temps), mais ne représente réellement le débit de solvant que si la concentration *chimique* du produit est la même dans le flux sortant que dans le compartiment. (Ce n'est pas le cas d'une substance subissant un mécanisme actif de transport). Cette notion de clearance est très générale et très utilisée en physiologie.

c) **Exemple biologique.** — En injectant à un sujet du cortisol radioactif, on observe dans les échantillons sanguins successifs une décroissance exponentielle, et on obtient les chiffres suivants :

$$T_b = 85\ \text{mn} = 1{,}4\ \text{h}$$
$$M = 2\ \text{mg} \quad V = 15\ \text{l}.$$

On en déduit que f (qui représente la production hormonale se déversant dans le compartiment circulant) est d'environ 1 mg/h.

4° Modèles plus complexes.

On est souvent amené en biologie à envisager des modèles plus complexes. Nous citerons seulement les exemples très couramment utilisés de modèles à deux compartiments de type caténaire ou mamillaire (fig. 62).

Si à l'instant $t = 0$, on injecte la radioactivité R_0 dans le premier compartiment, on peut déterminer la loi de décroissance de $R_1 = f(t)$. C'est en général une somme d'exponentielles décroissantes, du type

$$R_1 = K_1 e^{-\lambda_1 t} + K_2 e^{-\lambda_2 t}$$

Bien entendu, les paramètres K_1, K_2, λ_1, λ_2 dépendent de M_1, M_2, f_1, f_2, f_e, f_s. Inversement, on peut connaître la courbe de décroissance de la radioactivité massique dans le compartiment d'injection (qui renferme en général le sérum sanguin). Cette courbe transcrite en coordonnées semi-logarithmiques, peut le plus souvent être décomposée en une somme de droites. On en déduit :

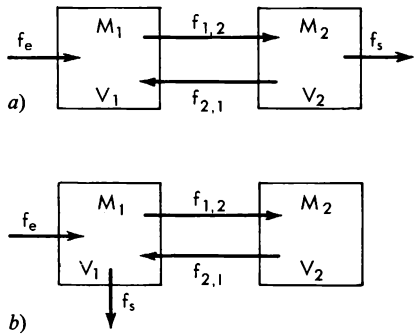


FIG. 62. — *Modèles à deux compartiments*

a) caténaire,
b) mamillaire (le compartiment d'injection est également le compartiment de sortie).

d'une part le modèle dont se rapproche le phénomène expérimental : par exemple, modèle à deux compartiments mamillaire,

d'autre part les paramètres cinétiques et géométriques concernant les deux compartiments.

Les systèmes physiologiques correspondent souvent à des modèles plus complexes et les résultats expérimentaux deviennent difficiles à analyser et à interpréter.

5° Le concept de compartiment.

Ainsi que l'ont montré les calculs que nous avons faits, un compartiment représente essentiellement une entité *cinétique* : c'est l'ensemble des molécules qui ont la même probabilité de subir un événement donné (transformation chimique ou changement de lieu à travers une « barrière »).

Trop souvent, on assimile le compartiment à une entité *anatomique* ou à un ensemble fonctionnel donné : il peut dans certains cas y avoir coïncidence, mais celle-ci n'a rien d'obligatoire.

En définitive, seuls les modèles simples où l'équation de dilution est immédiatement utilisable servent en pratique médicale courante. Les modèles plus complexes sont très utiles pour connaître le métabolisme de nombreuses substances, mais ne sont pas employés sous leur forme complète.

IV. — MÉTHODES CLINIQUES D'INVESTIGATION FONCTIONNELLE

Il est rarement nécessaire de résoudre en détail un problème d'analyse compartimentale pour chaque malade. Le plus souvent, on se contente de quelques mesures et les résultats chiffrés que l'on obtient n'ont qu'une valeur indicative : il s'agit de mesures qualitatives ou *semi-quantitatives.* Il ne s'agit pas ici de dresser un catalogue, mais simplement de voir quelques exemples.

1° Tests d'absorption digestive.

a) **Absorption digestive des graisses.** — Après avoir fait ingérer à un sujet une certaine quantité de graisses radioactives, on mesure la radioactivité fécale. Une *élévation* par rapport aux chiffres normaux traduit une absorption insuffisante.

On peut rendre le test plus précis en utilisant plusieurs graisses différentes (essentiellement trioléine et acide oléique marqués), éventuellement en même temps, grâce à des techniques de double marquage. On pourra distinguer :

— les *maldigestions* d'une part, où la trioléine est mal absorbée, alors que l'absorption de l'acide oléique est normale (la trioléine n'est pas dissociée par les sucs digestifs, essentiellement pancréatiques) ;

— les *malabsorptions* vraies d'autre part, où l'acide oléique est également mal absorbé.

b) **Absorption digestive de la vitamine B12.** — Lorsque l'on donne au sujet normal une vitamine B12, dont l'atome de cobalt est radioactif, une certaine fraction est absorbée. La vitamine B12 est ensuite utilisée, perd son atome de cobalt, et on retrouve environ 15 % de la radioactivité ingérée dans les *urines* au bout de 24 heures. Ce test de réalisation technique très simple (il suffit de compter un échantillon d'urines) ne prétend pas retracer complètement le métabolisme de la vitamine B12, mais il permet de dépister les défauts majeurs d'absorption, qui peuvent être à l'origine d'anémies sévères.

2° Courbes de fixation.

Nous nous limiterons à l'exemple de la fixation thyroïdienne de l'iode 131. Nous avons déjà vu que l'hormone thyroïdienne était riche en Iode, et que le corps thyroïde « concentre » les Iodures présents dans le sang. L'avidité du corps thyroïde pour l'Iode mesure donc l'activité fonctionnelle de la glande, et la fixation de l'Iode 131 permet de l'étudier très facilement (fig. 63).

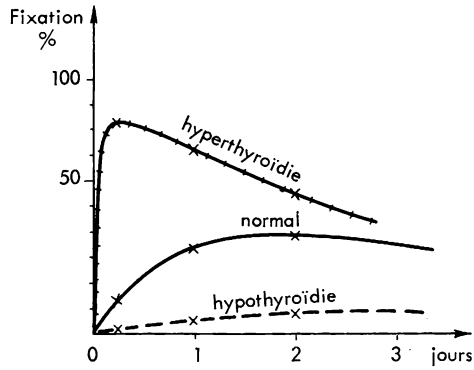


FIG. 63. — *Courbe de fixation thyroïdienne.*

Il faut cependant signaler un écueil important de cette méthode ; le reflet réel du niveau fonctionnel de la thyroïde est l'entrée d'iode stable, et l'on mesure en fait l'entrée de l'iode radioactif, exprimée en fraction de l'activité administrée. Les résultats ne seront comparables d'un sujet à l'autre que si le pool des iodures est identique, ce qui est à peu près vérifié chez la plupart des malades, mais peut être en défaut dans certains cas de carences iodées (M faible, donc $x = \frac{R}{M}$ élevé et fixation élevée) ou au contraire de saturation iodée médicamenteuse (M élevé, donc x faible et fixation faible).

3° *Mesure des débits.*

Si on injecte *brusquement* la radioactivité R dans une veine, le produit radioactif diffuse et « s'étale », tandis que l'ensemble du flux sanguin se déplace vers le compteur, placé en regard des cavités cardiaques par exemple (fig. 64).

Pendant le temps dt, le compteur enregistre la radioactivité dR du volume dV qui passe devant lui. On peut écrire :

$$\frac{d\mathrm{R}}{dt} = \frac{d\mathrm{R}}{d\mathrm{V}} \cdot \frac{d\mathrm{V}}{dt}$$

Or $\frac{d\mathrm{R}}{d\mathrm{V}} = \omega$ (concentration radioactive en regard du compteur à l'instant t),

et $\frac{d\mathrm{V}}{dt} = \mathrm{F}$ (débit sanguin ; ici débit cardiaque).

D'où $$d\mathrm{R} = \mathrm{F}.\omega dt$$

L'activité totale enregistrée par le compteur lors du passage de la zone radioactive est donnée par

$$R = \int_0^\infty dR = F \int_0^\infty \omega dt$$

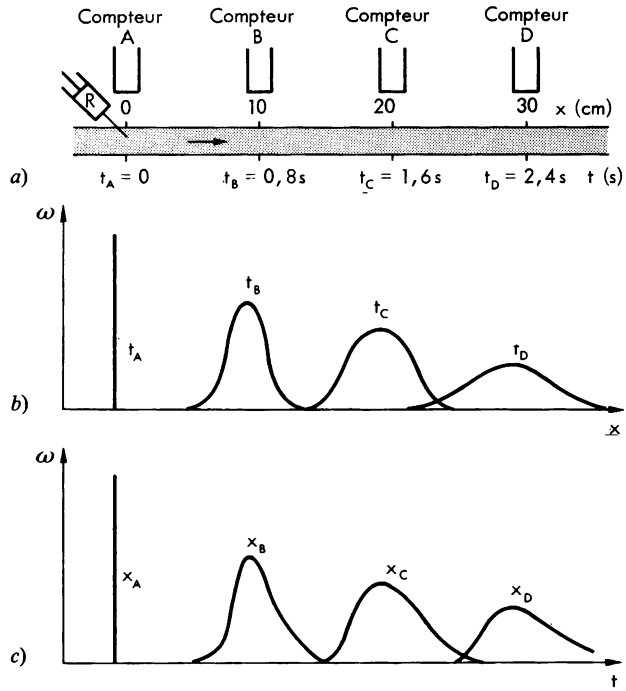


FIG. 64. — *Mesure du débit cardiaque.*

a) Position des compteurs au long de la veine (schématique).
b) Diffusion de l'embol radioactif à des temps successifs, au long de la veine.
c) Enregistrements en fonction du temps au niveau des compteurs successifs.

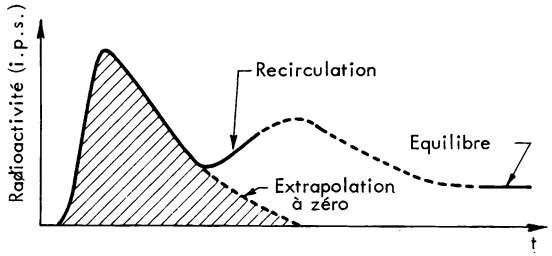


FIG. 65. — *Mesure du débit cardiaque.*

Courbe enregistrée au niveau d'un compteur et calcul de la surface (schématique).

ou $$\boxed{F = \frac{R}{\int_0^{\infty} \omega dt}}$$ (équation de Stewart-Hamilton).

Si le compteur peut mesurer ω à chaque instant, $\int_0^{\infty} \omega dt$ représente la *surface* inscrite sous la courbe $\omega = f(t)$. On peut donc la mesurer, et par suite calculer F (fig. 65).

Le problème de calibration du compteur externe est facilement résolu. En effet au bout de quelques minutes, la diffusion du traceur et la recirculation ont rendu la concentration ω homogène, et l'on peut mesurer la déviation correspondante du compteur.

4° Durée de vie cellulaire.

Cet aspect de l'utilisation des traceurs est actuellement en plein essor. Nous indiquerons à propos de la *durée de vie des hématies* les deux principaux types de marqueurs :

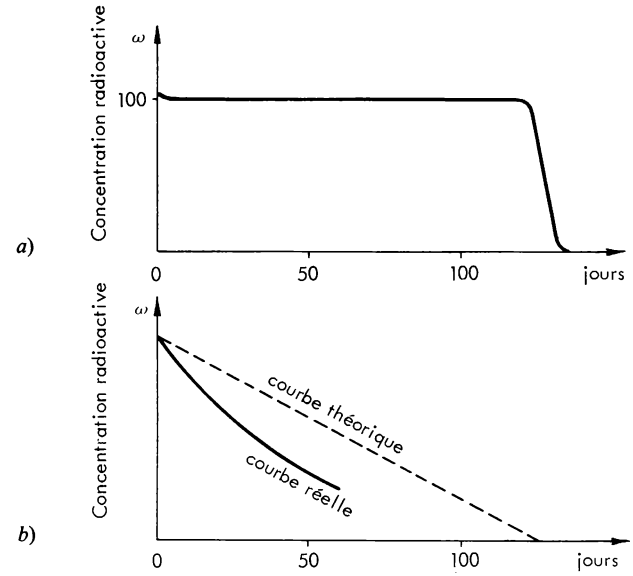


FIG. 66. — *Durée de vie des hématies.*

a) Marquage « à la naissance » (glycine tritiée).
b) Marquage « au hasard » des hématies circulantes (chrome 51).

a) **Précurseurs marqués.** — Il s'agit de substances qui s'incorporent dans la cellule à un moment précis de leur métabolisme. On utilise, la *glycine* marquée (au tritium) qui est incorporée au moment de la formation du globule rouge. Les hématies sont ainsi marquées *à la naissance* et on peut suivre la radioactivité en fonction du temps (fig. 66 *a*).

La chute de la radioactivité correspond à la mort « de vieillesse » des globules rouges. Elle montre que la durée de vie des hématies est d'environ 120 jours, peu variable selon les hématies.

Cette technique est trop longue pour être utilisée en pratique médicale.

b) **Marqueurs « au hasard ».** — Ces substances vont se fixer indifféremment sur tous les globules rouges quel que soit leur âge. C'est le cas du chrome 51. Statistiquement, dans un échantillon de sang ainsi marqué, chaque tranche d'âge est également représentée. Dès lors, au bout de 24 heures, mourront les globules âgés de 119 jours au moment du marquage, le lendemain, ceux qui étaient âgés de 118 jours, etc... Ainsi la courbe de radioactivité sanguine théorique serait linéaire (fig. 66 *b*).

CHAPITRE III

ÉTUDES SCINTIGRAPHIQUES

La scintigraphie, appelée aussi parfois *scanning*, est une technique permettant de faire l'image d'une collection radioactive *in vivo*. Elle doit son nom au fait que seuls les compteurs à scintillation (p. 96) se sont avérés assez sensibles pour permettre son développement.

1° L'appareillage.

Différents types d'appareillage ont été mis au point pour réaliser l'image d'une source radioactive *in vivo* au moyen de son propre rayonnement. Ils comportent :

— un dispositif jouant pour les rayons γ le rôle assumé par les objectifs photographiques pour la lumière,

— et un détecteur de grande sensibilité.

On peut distinguer schématiquement deux technologies différentes : celle des détecteurs mobiles qui conduit au *scintigraphe à balayage* et, celle des détecteurs fixes, plus récente, qui aboutit à la *caméra à scintillation.*

a) **Scintigraphes à balayage** (fig. 67). — Ce sont des appareils conçus à partir d'une sonde de compteur à scintillation (p. 96) dont le blindage comporte une ouverture très étroite *(collimateur)* destinée à conférer un caractère très directionnel à la détection.

La sonde se déplace au-dessus de la région à examiner et l'explore régulièrement en la balayant ligne par ligne. Elle est reliée mécaniquement à un inscripteur effectuant le même mouvement au-dessus d'une feuille de papier ; chaque particule détectée par la sonde sera traduite par l'inscription d'un signe (généralement un petit trait) sur la feuille de papier. L'image est fournie par la densité des signes qui en chaque région est d'autant plus grande que la radioactivité « vue » par la sonde dans la région correspondante de la source est plus élevée.

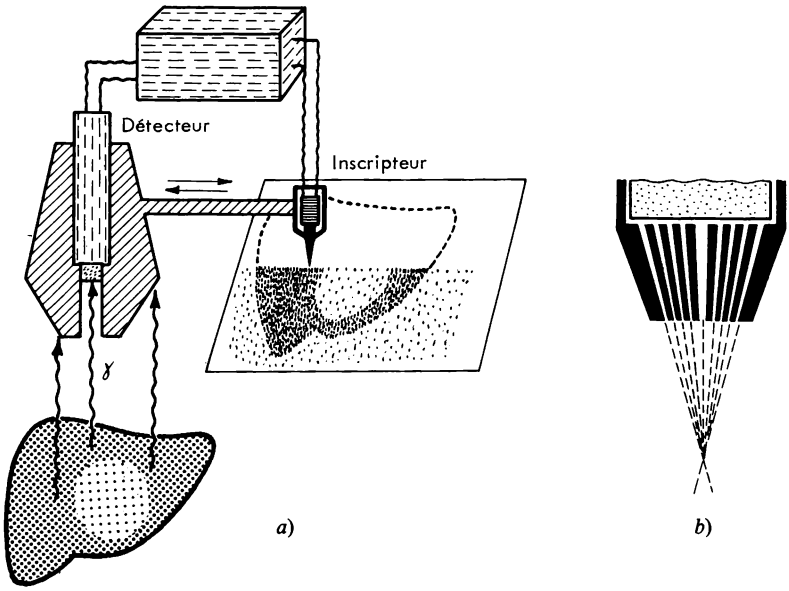


FIG. 67. — a) *Schéma d'un scintigraphe à balayage muni d'un collimateur cylindrique effectuant l'image d'un foie contenant une formation pathologique.*
b) *Collimation focalisée.*

L'électronique intermédiaire assure le rôle de liaison entre la sonde et l'inscripteur tout en permettant de faire varier la façon dont la densité d'inscription dépend de l'activité détectée. On peut ainsi obtenir des amplifications de contraste ou des codages en couleur facilitant la reconnaissance de faibles variations de radioactivité.

Malgré de nombreuses qualités, robustesse, fiabilité, économie entre autres, les scintigraphes à balayage présentent l'inconvénient de ne composer que lentement et successivement les différents éléments constituant l'image. Ils sont en conséquence impropres aux études cinétiques. L'intérêt des détecteurs stationnaires, par ailleurs souvent moins fiables et toujours beaucoup plus onéreux, est précisément de permettre un enregistrement beaucoup plus rapide portant simultanément sur les différentes portions de l'image.

b) **Caméras à scintillations** (fig. 68). — Elles peuvent être comparées à un appareil photographique simple du type « chambre noire » dans lequel l'objectif est constitué par un petit orifice le « sténopé ». Le rôle de l'objectif est tenu ici soit par un « pinhole », simple orifice circulaire de petit diamètre, soit par une « grille collimatrice ». Ce dernier dispositif est constitué par un très grand nombre d'orifices longs et étroits, parallèles entre eux ou légè-

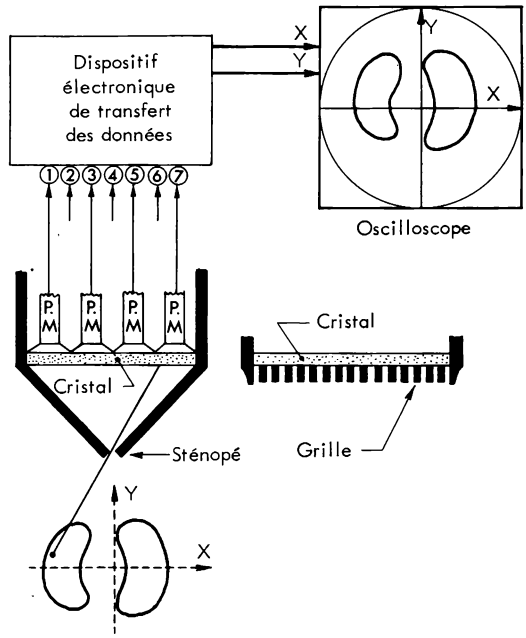


FIG. 68. — *Schéma d'une caméra à scintillation.* Placé devant les reins le sténopé qui tient lieu d'objectif forme une image γ de la source au niveau du cristal ; les scintillations détectées par les photomultiplicateurs (PM) permettent de reconstituer point par point l'image des deux organes sur l'écran de l'oscilloscope. Le sténopé peut être remplacé par une grille (à droite).

rement divergents ; il est caractérisé par une excellente efficacité mais présente un champ de détection parfois difficile à adapter aux dimensions des organes à étudier.

L'enregistrement est réalisé par un dispositif assez complexe comportant successivement :

— un scintillateur, cristal d'iodure de sodium en forme de galette d'environ 1 cm d'épaisseur sur 30 cm de diamètre ;

— une batterie de photomultiplicateurs, 19 en général, dont le rôle est de localiser les scintillations à l'intérieur du cristal ;

— un ensemble électronique qui, à partir des informations fournies par l'ensemble des photomultiplicateurs, provoque l'apparition sur un oscilloscope d'un point lumineux de brève durée dont la localisation sur l'écran correspond à la localisation de la scintillation dans le cristal.

Un appareil photographique reste ouvert devant l'écran et enregistre les points lumineux pour constituer l'image finale.

2° La collection radioactive.

La source de rayonnement que constitue une collection radioactive *in vivo* fournit d'elle-même une « image radiante » présentant quelques particularités.

Il s'agit tout d'abord d'une source entourée de matière diffusante et, si l'on enregistre la totalité du rayonnement émis, on obtient une image plus ou moins noyée dans un flou de diffusion. Modéré pour un organe superficiel tel que la glande thyroïde, ce flou est important pour un organe profond comme le foie. On élimine le rayonnement diffusé grâce à un sélecteur d'énergie (p. 99).

La source dont on fait l'image est par ailleurs constituée de matériaux absorbants, et le rayonnement émis par les couches profondes de celle-ci subit une atténuation plus importante que celui issu des couches superficielles. La dernière colonne du tableau I indique la CDA des photons considérés dans les tissus ; on en concluera facilement que certaines images scintigraphiques représentent surtout les plans superficiels des organes étudiés.

L'épaisseur de l'organe s'atténue progressivement au niveau des bords. En conséquence la radioactivité et par suite l'intensité des images diminue de même ; en sorte qu'il n'est pas toujours aisé de localiser sur les images les contours d'un organe qui donnent l'impression de se « dissoudre » dans le « bruit de fond » (p. 91).

Tableau I. — PRODUITS RADIOACTIFS UTILISÉS DANS QUELQUES EXAMENS SCINTIGRAPHIQUES COURANTS

Organe	*Produit marqué*	*Isotope*	*Énergie de photons en* keV	*CDA en cm pour les tissus (eau)*
Thyroïde	iodure	^{131}I	364	6,9
	iodure	^{125}I	30	1,9
Foie	colloïdes	^{198}Au	411	6,9
	colloïdes	^{99m}Tc	140	4,6
	rose bengale	^{131}I	364	6,9
Cerveau	pertechnetate	^{99m}Tc	140	4,6
	néohydrine	^{197}Hg	68	3,5
Poumon	macro agrégats	^{99m}Tc	140	4,6
	aérosols	^{131}I	364	6,9
Rate	hématies fragilisées	^{197}Hg	68	3,5
		^{51}Cr	320	6,3
Myocarde	chlorure de césium	^{131}Cs	< 30	< 1
Pancréas	sélénométhiomine	^{75}Se	270	5,7

3° Les problèmes généraux de la détection.

Outre les causes précédentes de flou, il faut tenir compte également des possibilités de résolution limitées des collimateurs et grilles, apportant un *flou géométrique*, ainsi que du caractère aléatoire des désintégrations radioactives introduisant *un flou statistique*.

a) **Flou géométrique de détection, index de résolution.** — Considérons le cas particulièrement simple d'un scintigraphe à balayage dont la sonde, munie d'un collimateur cylindrique se déplace perpendiculairement à une ligne radioactive, source que l'on peut réaliser par exemple en remplissant un tube mince avec une solution radioactive.

Le champ de détection de cette sonde (fig. 69 *a*) comporte une « zone de pénombre » qui entoure une région centrale d'efficacité maximale et la sépare du reste de l'espace où l'efficacité est nulle si l'on suppose que le blindage de plomb arrête alors la totalité des photons. Cette zone de pénombre cor-

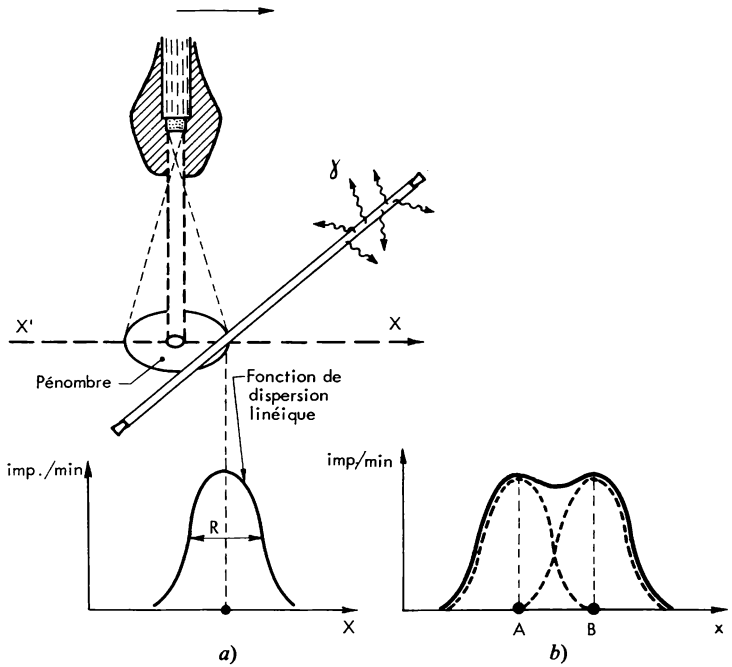


FIG. 69. — *Réponse, en impulsions par minute, d'un détecteur « traversant » une source radioactive linéique* (*a*) *et définition de l'index de résolution R* (*b*). Deux lignes A et B dont la distance est inférieure à R ne pouvant pas apparaître séparées sur l'image.

respond au lieu des points d'où le rayonnement ne peut atteindre qu'une partie du cristal détecteur, alors que depuis les points situés dans la zone d'efficacité maximale le rayonnement peut atteindre la totalité du cristal.

Lorsque la sonde passe devant la ligne radioactive, au lieu d'obtenir un signal qui croît puis décroît brusquement, on obtient une courbe plus ou moins large (fig. 69 *b*), rendant compte d'un certain étalement de l'image de la ligne, et qui porte le nom de *fonction de dispersion linéique.*

Ce phénomène est général, quel que soit le type de collimateur ; il nuit à la finesse des images.

On exprime quantitativement cet étalement à l'aide de *l'index de résolution* R, défini par la largeur à mi-hauteur de la fonction de dispersion linéique ; il correspond à la distance au-dessous de laquelle deux lignes radioactives (fig. 69 *c*) n'apparaissent plus séparées sur l'image scintigraphique.

b) **Flou statistique.** — Du fait des fluctuations statistiques le nombre d'impulsions recueillies peut varier d'un point à l'autre d'une source radioactive d'épaisseur et de concentration uniforme. Il en résulte une impression visuelle d'hétérogénéité de la radioactivité.

De plus ces fluctuations entraînent un aspect flou de la frontière entre deux zones de radioactivité différente (flou statistique) : le recoupement des fluctuations correspondant aux activités de deux régions voisines contribue à étaler l'image de leur ligne de séparation, au même titre que le manque de résolution précédent (fig. 70 *b*).

c) **Compromis.** — On diminue le flou géométrique en réduisant l'ouverture des collimateurs. Mais l'amélioration obtenue ainsi sur la résolution va de pair avec une perte d'efficacité de comptage, car on diminue en même

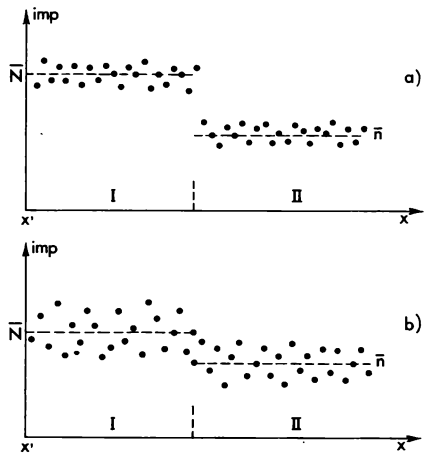


FIG. 70. — *Comptages obtenus, en impulsions par minute, lorsque le détecteur passe de la région I dont l'activité moyenne est* $\overline{N}$ *à la région II dont l'activité moyenne est* $\overline{n}$. En *a* la séparation des deux zones sera sans ambiguïté sur le scintigramme ; en *b* elle sera gênée par un « flou d'origine statistique » étant donné le chevauchement des fluctuations sur N et *n*.

temps le flux de rayonnement reçu par le détecteur ; les fluctuations statistiques augmentant, le gain obtenu sur le flou géométrique s'accompagne d'une perte sur le flou statistique.

Le dessin des collimateurs, dont dépend au premier chef la qualité des examens, est par suite le résultat d'un compromis entre ces nécessités contradictoires.

Deux méthodes sont susceptibles d'améliorer la qualité de la scintigraphie.

Dans le cas des scintigraphes à balayage on peut améliorer l'efficacité en utilisant un *collimateur focalisé* (fig. 67 *b*) constitué par un ensemble de canaux légèrement coniques convergeant en un même point appelé foyer. Au voisinage du foyer la détection bénéficie d'une efficacité élevée, sans que la résolution n'en soit trop perturbée. Mais à une distance différente de celle du foyer la résolution peut devenir catastrophique.

Pour réduire le flou statistique sans augmenter la durée de l'examen on s'adresse lorsque ceci est possible à des isotopes à période brève, qui permettent d'utiliser des activités élevées sans danger d'irradiation excessif.

4° Quantification des images et traitement des informations.

La représentation la plus parlante de l'organe est une *image analogique*, c'est-à-dire un graphisme où les variations de la radioactivité sont suggérées par les variations du noircissement moyen (ou d'un autre caractère continu de cette nature).

Ce type d'enregistrement, s'il autorise un traitement sommaire de l'information tel qu'une amplification de contraste, ne permet cependant que très difficilement d'en effectuer un traitement rationnel reposant sur des méthodes mathématiques.

On lui oppose en général la notion *d'image digitale*, ou scintigraphie numérique. Celle-ci correspond au découpage de la surface à étudier en un grand nombre de petites surfaces élémentaires, caractérisées chacune par le comptage correspondant, pour aboutir en quelque sorte à un tableau de valeurs se prêtant à des mesures quantitatives. Ininterprétable en lui-même un tel enregistrement numérique est en général stocké sur une mémoire magnétique avant d'être traité par un petit calculateur, puis restitué sous forme visuelle sur l'écran d'un oscilloscope ou par le dessin d'une famille de courbes.

Le traitement peut avoir pour objet d'atténuer l'incidence des fluctuations statistiques en faisant moduler chaque valeur particulière par celles des surfaces élémentaires voisines, ou de corriger certains défauts de résolution ou d'inhomogénéité du champ de détection, ou d'individualiser des courbes « d'iso-comptage », ou de mesurer l'activité correspondant à telle ou telle portion particulière de l'image. Certains traitements complexes, utilisant des données obtenues sous plusieurs incidences, peuvent conduire à une repré-

sentation tomographique des organes étudiés. D'autres fournissent des renseignements intéressants à partir de la soustraction ou de l'addition de deux images enregistrées simultanément.

5° *Aspect biologique de la scintigraphie et applications pratiques.*

Les renseignements cliniques que l'on peut obtenir d'une image scintigraphique doivent tenir compte non seulement des caractères technologiques précédents mais également de certaines données physiologiques qui méritent d'être précisées.

a) **Signification fonctionnelle ou morphologique des images scintigraphiques.** — La radiologie conduit à une image issue simplement de la différence d'opacité aux rayons X que peuvent présenter différentes formations anatomiques. Elle a donc un caractère surtout morphologique.

Dans certains cas le renseignement attendu de la scintigraphie est aussi purement morphologique. La scintigraphie est infiniment moins fine que l'image radiologique : le flou des contours atteint plusieurs centimètres et interdit pratiquement la reconnaissance d'anomalies inférieures à 2 ou 3 cm pour un organe profond. Mais sa simplicité et son innocuité sont des avantages appréciables. Par ailleurs elle peut permettre d'étudier un organe radiologiquement inexplorable, le foie par exemple ; en faisant phagocyter des colloïdes radioactifs par son système kupfférien, on obtient un scintigramme dont l'objet est surtout de montrer la forme de l'organe.

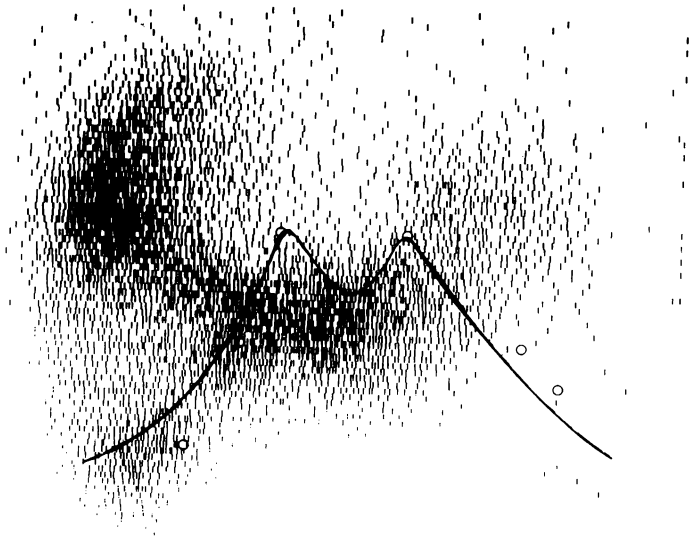
L'image scintigraphique est liée à la concentration d'un produit radioactif. Dans la mesure où cette concentration s'effectue grâce à un processus physiologique, le scintigramme peut présenter une signification fonctionnelle.

Considérons par exemple le poumon. Deux types de produits radioactifs sont utilisables pour obtenir un scintigramme : d'une part des macroagrégats d'albumine iodée ou de sulfure de technétium qui, arrêtés au niveau des capillaires, donnent une image de la vascularisation permettant de comparer l'irrigation des différents territoires ; d'autre part des aérosols radioactifs qui, en remplissant les alvéoles, donnent une image de la ventilation. Ces deux types d'images scintigraphiques n'explorent pas le même mécanisme et complètent différemment d'un point de vue fonctionnel les renseignements apportés par la radiologie d'un point de vue morphologique.

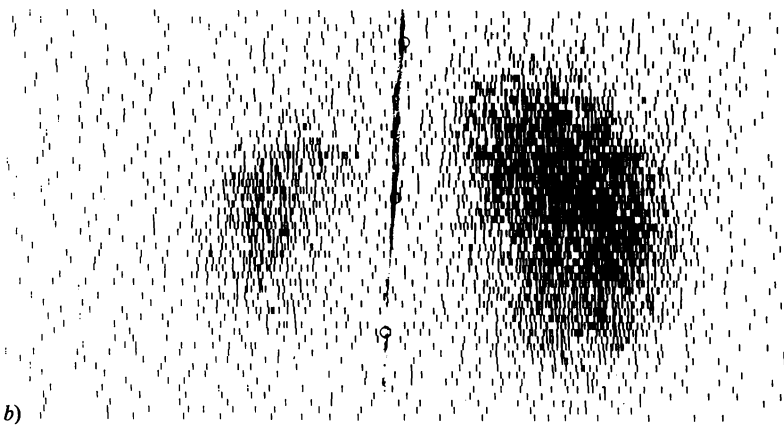
De très nombreux examens scintigraphiques sont demandés parce que l'on suspecte l'existence d'une lésion dans tel ou tel organe. L'idéal aurait été de pouvoir disposer de produits radioactifs présentant un certain tropisme vis-à-vis de la lésion recherchée.

En fait on ne dispose le plus souvent que de produits radioactifs qui se concentrent dans le tissu sain et c'est sur « des images en négatif » que repose le diagnostic scintigraphique de très nombreuses lésions : c'est à cause de

l'absence de tissu sain à l'endroit où il s'est développé qu'un kyste hydatique, un abcès hépatique, un cancer de la thyroïde, un infarctus de la rate, est visible sur un scintigramme, et la « lacune » qui signale son existence ne fournit pratiquement pas de renseignements quant à sa nature (fig. 71).



a)



b)

FIG. 71. — *Exemples d'examens scintigraphiques.*

a) Foie envahi par de volumineuses formations néoplasiques.
b) Rein gauche pathologique, le rein droit est légèrement hypertrophié pour essayer de compenser la déficience controlatérale.

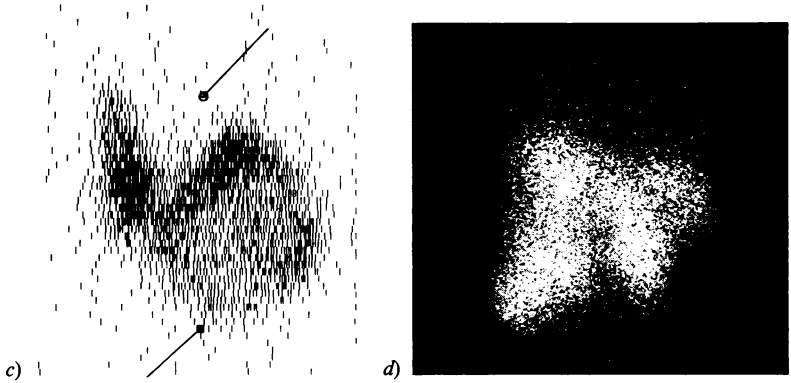


FIG. 71. — *Exemples d'examens scintigraphiques.*

c) Cancer de la glande thyroïde développé au sein du lobe gauche considérablement hypertrophié.

d) Image de métastases hépatiques obtenue à la caméra à scintillation (les exemples précédents *a b c* avaient été réalisés à l'aide d'un scintigraphe à balayage).

Dans certains cas cependant, en présence de lésions inflammatoires ou néoplasiques, il est possible d'obtenir des fixations positives qui se traduisent par une zone d'hyperactivité. Tel est le cas notamment de la détection des tumeurs cérébrales ainsi que de certaines formations cancéreuses situées au niveau des os ou des poumons. La concentration des produits utilisés est souvent peu sélective, si bien que les conclusions sont assez difficiles à tirer.

b) **Évolution de la collection radioactive, cinéscintigraphie.** — La concentration du produit radioactif destiné à la formation de l'image scintigraphique s'effectue progressivement, et le débit sanguin de l'organe étudié comme son état fonctionnel conditionnent la rapidité de cette concentration. De même, la vitesse d'élimination dépend de l'état fonctionnel de l'organe. L'étude comparative de plusieurs scintigrammes enregistrés à différents instants peut rendre compte de ces caractères cinétiques.

Dans le cas d'un organe glandulaire par exemple les premiers temps intéresseront l'accumulation des matériaux, tandis que les derniers représenteront l'excrétion du produit synthétisé : on peut ainsi explorer la fonction biliaire des hépatocytes au moyen de rose bengale marqué, ou la fonction exocrine du pancréas par la sélénométhionine, ou la fonction rénale par le radio-hippuran ou des diurétiques mercuriels marqués, etc.

Dans un ordre d'idées analogue, bien que ne faisant pas intervenir la spécificité du « traceur », l'enregistrement d'une série d'images rapprochées faisant suite à l'injection d'un produit restant provisoirement dans la circulation sanguine peut donner des renseignements sur la vascularisation d'un organe.

Les angioscintigraphies, bien qu'elles fournissent des images beaucoup moins belles que l'examen radiologique équivalent, présentant un grand intérêt en raison de leur innocuité totale, et de leur simplicité de mise en œuvre ; contrairement à de nombreux produits de contraste radiologiques les solutions radioactives peuvent se présenter sous un volume extrêmement faible, ne perturbant pas les phénomènes circulatoires étudiés, et sous une forme parfaitement tolérée. Plusieurs applications de telles cinétiques sont utilisées dans le domaine de la circulation cérébrale comme dans celui de la circulation cardiopulmonaire.

Dans de telles perspectives cinétiques, les dispositifs d'enregistrement magnétique et de traitement d'information sont du plus grand intérêt en association avec un détecteur stationnaire. Ils permettent de stocker au moment de l'enregistrement un grand nombre d'images successives que l'on « traite » secondairement.

Deux types de traitement sont possibles.

Le premier consiste à additionner un certain nombre d'images élémentaires successives pour réduire la fluctuation statistique ; il faut s'assurer que cette intégration ne fait pas disparaître des données cinétiques utiles.

Le deuxième type de traitement consiste à isoler sur l'enregistrement global une ou plusieurs zones d'intérêt, choisies sur la scintigraphie et à présenter graphiquement l'évolution de la radioactivité locale en fonction du temps. Par une telle méthode, l'origine anatomique de la radioactivité enregistrée est localisée avec beaucoup de précision. Lors d'études cinétiques rénales au radio-hippuran par exemple, il est possible d'individualiser des tracés correspondant non seulement à l'un des deux reins mais aussi à telle ou telle portion restreinte de son parenchyme ; de même après une simple injection intraveineuse on peut comparer l'arrivée de la radioactivité au niveau des arbres vasculaires cérébraux droit et gauche pour en tirer des renseignements comparatifs sur l'état de la circulation locale.

SIXIÈME PARTIE

ACTION DES RADIATIONS SUR LA MATIÈRE VIVANTE — RADIOBIOLOGIE —

INTRODUCTION

Les effets des radiations sur la matière vivante sont le résultat final des événements physiques initiaux produits par le rayonnement sur le milieu.

Il apparaît immédiatement une disproportion entre le nombre de ces événements (ionisations et excitations), ou l'énergie qu'ils mettent en jeu, et l'effet biologique : une dose de 1 000 rads qui tue la quasi-totalité des cellules correspond à une absorption d'énergie de 10^{-2} joules par gramme de tissu — produisant une élévation de la température de 2/1 000 de °C — ou une densité d'ionisation 1,95 10^{15} ionisations par gramme, soit environ 2 10^{6} ionisations par cellule (de masse 10^{-9} g).

Comme une cellule contient environ 10^{8} grosses molécules et 10^{13} molécules d'eau, la proportion des molécules qui subissent une ionisation est très faible ; elle suffit cependant à provoquer des lésions importantes.

L'effet biologique final résulte d'une chaîne de réactions physicochimiques qui est déclenchée par ces ionisations initiales et aboutit à endommager des grosses molécules indispensables à la vie cellulaire.

Nous commençons par l'étude de ces réactions qui constituent la Radiochimie. Nous verrons ensuite leur conséquence au niveau de la cellule puis de la population de cellules constituant un tissu ou un organe.

CHAPITRE PREMIER

RADIOCHIMIE

I. — RAPPEL DES ÉVÈNEMENTS PHYSIQUES INITIAUX

Les milieux biologiques sont constitués d'atomes de numéro atomique faible (C, H, O, ...), et les interactions que présentent les particules ionisantes sont essentiellement des « collisions » (p. 34) avec les électrons. Selon l'importance de l'énergie communiquée à l'électron, la molécule à laquelle il appartient est ionisée, excitée ou acquiert un supplément d'énergie « thermique » (p. 39).

Les transferts « thermiques » sont sans conséquence. Il faudrait délivrer des doses de plusieurs Megarads pour que l'élévation de la température du milieu atteigne quelques degrés et soit susceptible d'avoir des conséquences sur la biochimie cellulaire. Une élévation thermique de 1 degré correspond à une augmentation de l'énergie de vibration, de rotation ou de translation (formes de l'énergie thermique) qui est en *moyenne* pour l'ensemble des molécules d'environ 10^{-4} électron-volts par molécule.

Lors du passage d'une particule, les transferts « thermiques » individuels sont très supérieurs à cette valeur mais ils n'intéressent qu'une infime proportion des molécules et cet excédent d'énergie est très rapidement dispersé dans les molécules avoisinantes.

L'ionisation et l'excitation représentent au contraire pour la molécule un accroissement considérable de son énergie interne qui compromet sa stabilité.

Les événements physiques provoqués par une particule se produisent pendant la durée très brève de son passage (inférieur à 10^{-13} s). A cette étape physique succèdent les phénomènes physicochimiques et chimiques qui représentent la Radiochimie proprement dite.

II. — RADIOCHIMIE GÉNÉRALE

Une schématisation très grossière peut assimiler une cellule à une solution aqueuse. Le rayonnement peut avoir (fig. 72) :

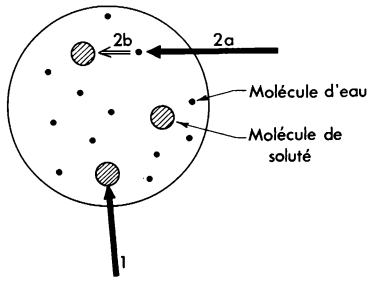


FIG. 72. — 1. *Action directe du rayonnement sur le soluté.*
2. *Action indirecte :*
a) action sur l'eau,
b) action des produits de la radiolyse de l'eau sur le soluté.

1. une action directe sur les molécules de soluté, provoquant des lésions au niveau de ces molécules ;
2. une action indirecte due à l'interaction avec les solutés des produits de la radiolyse de l'eau.

1° Action directe.

Les molécules excitées et ionisées présentent un excédent d'énergie et sont instables. Cet excédent d'énergie peut être expulsé :

— par émission de photons (fluorescence) avec retour à l'état initial (p. 23),

— par rupture d'une liaison de covalence et scission de la molécule en deux radicaux. La scission est plus probable après une ionisation qu'après une excitation car la quantité d'énergie reçue est plus grande dans le premier cas.

La rupture d'une liaison ne nécessite pas que l'événement physique initial ait porté sur un électron de cette liaison. L'énergie absorbée peut en effet migrer au sein de la molécule (migration intramoléculaire) et la rupture se produit souvent au niveau de la liaison la plus faible.

L'énergie absorbée par une molécule peut encore être transférée à une autre molécule (migration intermoléculaire) qui subit alors la conséquence de l'atteinte de la première, comme si elle avait été atteinte elle-même directement par le rayonnement.

a) **Radicaux libres.** — Une liaison de covalence (:) est constituée par une paire d'électrons appariés dont les spins sont opposés. Lors de la rupture d'une telle liaison, chaque fragment emporte avec lui un électron non couplé, appelé électron célibataire (.).

$$R : R' \rightarrow R. + R'.$$

Un fragment moléculaire comportant un électron célibataire est appelé *radical libre* et noté : R..

La présence de cet électron non couplé confère au radical une grande réactivité chimique.

On peut remarquer que l'ionisation initiale produite par le rayonnement sur une molécule stable M, dont les électrons sont appariés, conduit à la formation d'un ion radical $M^{\cdot+}$, et d'un électron, qui est lui-même un radical. Cette ionisation est très différente de celle produite par la dissociation électrolytique qui aboutit à 2 ions dont les électrons sont appariés et qui sont chimiquement peu actifs.

La concentration ionique produite par le rayonnement dans une solution est très faible (pour 1 000 rads elle est $1{,}95\ 10^{15}$ ions/g soit $0{,}3\ 10^{-2}$ milliéquivalents/litre) et très inférieure à la concentration ionique due à la dissociation électrolytique (fasc. I) ; mais les conséquences de ces 2 types d'ionisation sont totalement différentes.

Le radical a un moment magnétique non nul. Cette propriété permet sa détection par la technique de la résonance paramagnétique électronique.

Ces radicaux formés réagissent par la suite entre eux ou avec d'autres molécules :

$$R. + R''. \rightarrow R : R''$$

donnant des réactions d'addition.

b) **Rendement radiochimique.** — Au total, toutes les molécules seront revenues à un état stable mais certaines auront été endommagées, c'est-à-dire modifiées chimiquement.

Le rendement radiochimique G est défini, pour une espèce chimique donnée, par :

$$G = \frac{\text{nombre de molécules endommagées (ou formées)}}{\text{100 eV d'énergie absorbée}}$$

Le type de lésion dépend souvent de la structure de la molécule. Dans le cas des polymères organiques, par exemple, les chaînes peuvent subir une coupure (dégradation) ou une réticulation (polymérisation ou pontage) (fig. 73). Le rendement radiochimique des coupures croît avec le degré de substitution des atomes de carbone.

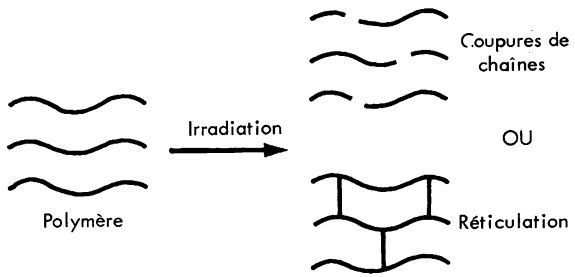
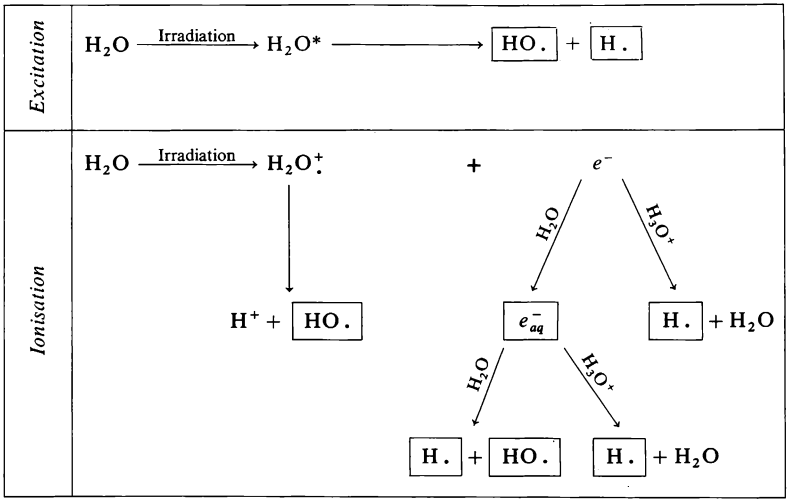


FIG. 73. — *Conséquence de l'irradiation des polymères organiques.*

2° *Action indirecte.*

a) **Radiolyse de l'eau.** — La radiolyse de l'eau est le résultat de l'action directe des rayonnements sur les molécules d'eau. Elle est résumée dans le tableau I.

Tableau I. — RADIOLYSE DE L'EAU



Au total elle conduit à la formation de radicaux très réactifs :

HO. : oxydant
H. (hydrogène naissant), e^-_{aq} : réducteurs.

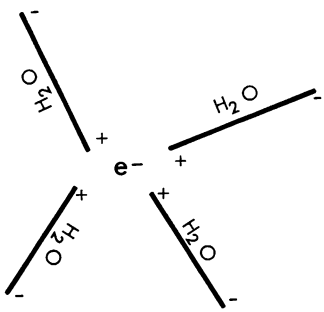


FIG. 74. — *Électron aqueux : électron entouré de molécules polaires d'eau.*

— *Origine de l'électron aqueux* e^-_{aq}. — Lors de l'ionisation des molécules d'eau, les électrons émis, qui n'ont pas été captés par d'autres molécules, perdent progressivement leur énergie cinétique par « collision ». Lorsqu'ils sont suffisamment ralentis, ils sont piégés par les molécules fortement polaires d'eau et prennent le nom d'électrons solvatés (fasc. I) ou électrons aqueux : e^-_{aq} (fig. 74).

b) **Devenir des radicaux formés.** — RECOMBINAISON. — Les radicaux peuvent se recombiner entre eux pour former des molécules en particulier de l'eau oxygénée ($HO. + HO. \rightarrow H_2O_2$).

La probabilité de recombinaison est faible si les ionisations sont relativement distantes ; elle est plus élevée au sein des « grappes » d'ionisations et elle est importante tout au long de la trajectoire des particules à TEL élevé c'est-à-dire à grande densité d'ionisation (tableau II).

Tableau II. — RENDEMENT RADIOCHIMIQUE G, EN FONCTION DU T. E. L. DE LA PARTICULE, DE CERTAINS RADICAUX (1-2) ET ESPÈCES MOLÉCULAIRES (3-4) FORMÉS LORS DE LA RADIOLYSE DE L'EAU

	TEL (keV/μm)	G (H.) (1)	G (HO.) (2)	G (H_2) (3)	G (H_2O_2) (4)
Rayons γ de 1,25 MeV	0,42	3,7	2,9	0,40	0,80
Rayons α de 5,3 MeV	150	0,6	0,5	1,57	1,45

— CAPTURE PAR LES SOLUTÉS. — Au cours du temps les radicaux diffusent ; leur probabilité de recombinaison diminue et ils peuvent agir sur les molécules de soluté entraînant leur *modification chimique.*

Par exemple pour une molécule organique R : H on peut observer :

— hydroxylation par les radicaux HO.

$$R : H + HO. \rightarrow R. + H_2O$$
$$R. + HO. \rightarrow R : OH$$

— déshydrogénation et composés d'addition par les radicaux H.

$$R : H + H. \rightarrow R. + H_2$$
$$R. + R'. \rightarrow R : R'$$

— l'électron aqueux produit des ouvertures de double liaison avec formation de composés d'addition.

En principe tous les radicaux formés dans l'eau vont finir par réagir avec des molécules du soluté. Le nombre de molécules transformées ne dépend donc pas de la concentration de la solution et l'on observe effectivement que le rendement radiochimique G est indépendant de la concentration dans un large domaine (fig. 75). Cependant lorsque la concentration devient très faible le temps que met un radical à rencontrer une molécule est plus long et sa probabilité de recombinaison dans l'intervalle est plus grande : G diminue.

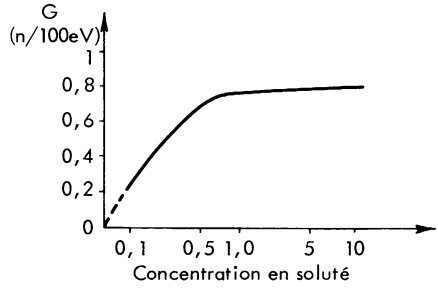


FIG. 75. — *Variation du rendement G en fonction de la concentration en soluté : effet indirect*

(les valeurs numériques se rapportent aux ruptures simples de chaînes d'ADN de thymus de veau. Les concentrations sont exprimées en %).

c) **Radioprotecteurs.** — Les radioprotecteurs sont des substances qui, présentes *pendant* l'irradiation, diminuent les effets de cette irradiation. Ils ne peuvent donc avoir qu'une action préventive.

Ils contiennent des groupements SH ou NH_2 (exemple : la cystéamine) qui captent les radicaux HO. selon la réaction : $RSH + HO. \rightarrow RS.+ H_2O$; le radical formé (RS.) est peu réactif.

Leur toxicité limite leur utilisation pratique.

d) **Effet oxygène.** — La molécule d'oxygène possède deux électrons célibataires ; elle est donc équivalente à un biradical.

C'est un sensibilisateur : présente *au moment* de l'irradiation, elle augmente l'effet de cette irradiation.

Pour les rayonnements de TEL faible, il est nécessaire, en anoxie, de multiplier la dose par un facteur 2 à 3 pour obtenir le même effet qu'en présence d'oxygène, et ceci quel que soit le système (substance chimique en solution ou cellule de mammifère). Les radioprotecteurs ne protègent que dans un rapport de 1,4 à 1,8.

MÉCANISMES DE L'EFFET OXYGÈNE :

— capture des H selon la réaction $H. + O_2 \rightarrow HO_2.$

$HO_2.$ est un oxydant puissant dont les effets s'ajoutent à ceux des radicaux HO. ; de plus, la capture des H. augmente la quantité de HO. disponibles en s'opposant à la réaction de recombinaison :

$$HO. + H. \rightarrow H_2O$$

— stabilisation des e^-_{aq} :
ce mécanisme est responsable de 40 % de l'effet oxygène.
— réactions en chaîne et formation des peroxydes :
. réactions en chaîne :

$$R. + O_2 \rightarrow ROO.$$
radical peroxydyle

$$ROO. + R'H \rightarrow ROOH + R'.$$
hydroperoxyde

$$R'. + O_2 \rightarrow R'OO. \ldots\ldots$$

. peroxydes :

$$ROO. + R'. \rightarrow ROOR'$$
peroxyde

Les hydroperoxydes et les peroxydes sont des substances toxiques qui s'accumulent au cours de l'irradiation et ajoutent leur lésion à celles dues aux rayonnements.

III. — LÉSIONS DES ACIDES DÉSOXYRIBONUCLÉIQUES (ADN)

1° Importance de l'ADN.

La cellule a été représentée précédemment comme une solution dans l'eau de molécules désignées par R : H.

Il convient maintenant d'envisager certains types de molécules.

Il est possible que les fonctions cellulaires soient désorganisées par de multiples lésions de molécules diverses. Mais l'analyse des phénomènes biochimiques impliqués dans la vie cellulaire conduit tout naturellement à accorder une importance primordiale aux modifications de l'ADN.

— L'ADN contenu dans les gènes sert de moule à la synthèse des ARN messagers, qui dirigent *la synthèse protéique* et, en particulier, celle des enzymes. Les enzymes sont nécessaires à leur tour aux différents métabolismes. La lésion de quelques molécules enzymatiques peut entraîner la mort cellulaire si le stock de cet enzyme est épuisé avant qu'il n'ait pu être resynthétisé mais on conçoit que l'atteinte la plus grave soit celle de l'ADN.

— Une autre fonction importante de l'ADN est *la réplication.*

En effet, avant toute division cellulaire, l'ADN doit se dédoubler.

De ces deux fonctions de l'ADN :

Réplication : ADN → ADN (division cellulaire)
Transcription : ADN → ARN (synthèse protéique)

la réplication est la plus radio-sensible.

La survie d'une cellule paraît être directement liée à l'atteinte de l'ADN : il existe une corrélation entre la quantité d'ADN contenue dans le noyau

et la radiosensibilité cellulaire. De plus, des expériences à l'aide de microfaisceaux ont démontré que l'irradiation du noyau seul compromet beaucoup plus la survie d'une cellule que l'atteinte du cytoplasme.

2° Rappel sur la structure de l'ADN.

Une chaîne d'ADN est constituée d'une série de maillons ou nucléotides comprenant :

— une base purique ou pyrimidique,
— une molécule de désoxyribose liée à la base,
— une molécule d'acide phosphorique liée au sucre.

Les nucléotides sont réunis entre eux par des liaisons phosphodiester. L'ordre d'enchaînement des bases conditionne le code génétique.

La molécule d'ADN est constituée de deux chaînes complémentaires unies par des liaisons hydrogènes entre les bases ; en face de la Thymine (T) d'une chaîne se trouve l'Adénine (A) de l'autre, en face d'une guanine (G) se trouve une cytosine (C) (fig. 76). La molécule sera représentée schématiquement sous la forme d'une échelle dont les montants sont constitués par

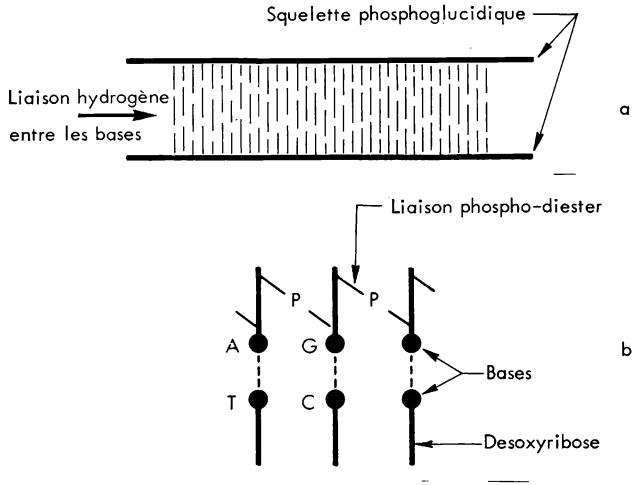


FIG. 76. — *Représentation schématique de l'ADN.*

les deux chaînes et les barreaux par les liaisons hydrogènes entre les bases. En réalité ces deux chaînes forment une hélice.

Lors de la réplication de l'ADN, les deux chaînes se séparent et chacune sert de modèle pour la synthèse d'une nouvelle chaîne complémentaire.

3° Lésions de l'ADN.

Les radiations ionisantes provoquent d'une part des ruptures de la liaison phosphodiester, d'autre part des atteintes des bases et des sucres.

Les ruptures de chaînes, mises en évidence par ultracentrifugation sont les mieux connues. De plus, ce sont elles qui, *in vitro*, présentent le rendement radiochimique le plus élevé.

a) **Rupture de chaîne.** — L'effet indirect joue un rôle prépondérant ; cependant il n'y a pas d'effet oxygène (celui-ci est parfois même inversé), ce qui est en faveur d'une action des radicaux H..

— RUPTURES SIMPLES : lors de la rupture, les deux brins s'écartent en « fermeture éclair » par pénétration de molécules d'eau dans la brèche et ruptures des liaisons hydrogènes entre les bases (fig. 77 *a*).

Il semble exister une altération de 3 ou 4 nucléotides proches de la rupture.

— RUPTURES DOUBLES : elles correspondent à des ruptures des deux chaines d'ADN distantes de moins de 3 nucléotides environ (fig. 77 *b*). Il existe approximativement une rupture double pour une dizaine de ruptures simples.

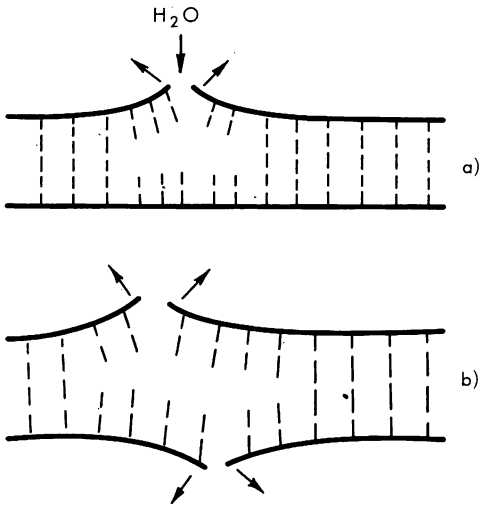


FIG. 77. — *Ruptures des chaînes d'ADN.*
a) Rupture simple.
b) Rupture double.

b) **Lésions des bases.** — Elles peuvent être partiellement détruites ou modifiées chimiquement. Elles subissent surtout une hydroxylation (radical HO.), avec formation d'hydroxyperoxyde en présence d'oxygène.

Les bases pyrimidiques sont plus sensibles que les bases puriques.

c) **Lésions des sucres.** — Elles sont mal connues. Les sucres sont oxydés puis hydrolysés avec libération de la base, s'accompagnant ou non d'une rupture de la liaison phosphodiester.

4° Réparation enzymatique des lésions.

La radiosensibilité cellulaire est en rapport avec l'équipement enzymatique de la cellule. En effet, bien que le nombre de cassures de chaînes pour une même masse d'ADN et une même dose absorbée soit peu variable, l'importance quantitative de la réparation varie beaucoup d'un type cellulaire à l'autre (micro-organisme ou cellule de mammifère).

Les processus enzymatiques qui permettent de réparer les lésions ont été surtout étudiés chez les micro-organismes après une irradiation par des rayonnements non ionisants et nous les verrons au chapitre IV (p. 200). La réparation d'une cassure nécessite que la chaîne complémentaire, qui sert de modèle, soit intacte ; les ruptures doubles seront donc le plus souvent non réparables, cependant il est possible que certaines lésions soient réparées par recombinaison génétique (p. 201).

CHAPITRE II

CONSÉQUENCES D'UNE IRRADIATION AU NIVEAU CELLULAIRE

I. — MORT CELLULAIRE

Après des doses de quelques dizaines de kilorads on peut observer la perte de toute activité métabolique, ou mort immédiate, d'une cellule. Pour des doses plus habituelles en radiothérapie (quelques centaines de rads) la cellule, bien que conservant une certaine activité métabolique, cesse de se diviser après une ou quelques mitoses, et l'ensemble de sa descendance finit par

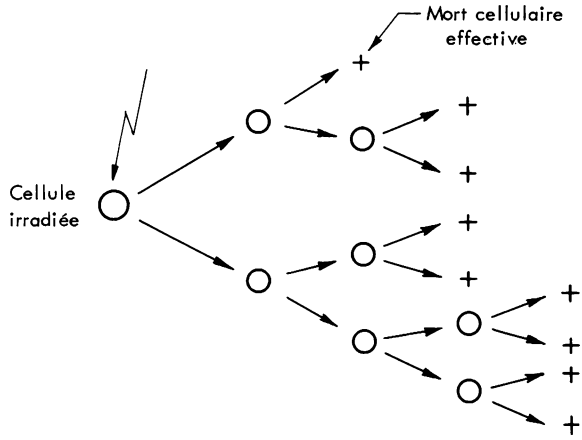


FIG. 78. — *Mort différée.*

disparaître. Ce type de mort, ou mort différée, est la seule que nous considérerons par la suite ; elle correspond à la *perte de la capacité de prolifération* (fig. 78).

1° Relation taux de survie-dose
(courbe de survie).

Elle représente la variation, dans une population cellulaire, de la fraction S des cellules survivantes en fonction de la dose (fig. 79). Les techniques expérimentales utilisées pour établir la relation sont nombreuses et diffèrent selon le le type de cellules étudiées.

a) Exemples de techniques d'étude

— ***In vitro*** : techniques de clonage. — Ces techniques sont voisines de celles utilisées en bactériologie. Les cellules sont ensemencées dans des boîtes de Petri ou des bouteilles Falcon. La concentration doit être suffisamment faible pour que les cellules soient isolées. Chacune d'elles, en proliférant, donne naissance à un clone constitué par les cellules descendant de la cellule initialement ensemencée. Une cellule est considérée comme viable (survivante) lorsqu'elle donne, après une dizaine de jours, un clone visible c'est-à-dire constitué d'une cinquantaine de cellules (5 à 6 générations).

Pour établir la courbe de survie, on compare pour un même nombre de cellules ensemencées le nombre de clones observés après des doses croissantes au nombre de clones obtenus sans irradiation.

Les cellules peuvent aussi être irradiées dans l'animal et ensemencées ensuite dans des boîtes de Petri.

— ***In vivo*** (expérimentation animale).

. CELLULES NON CANCÉREUSES (clonage *in vivo*) : dans certains tissus, tels que l'intestin et la peau, on peut, après une irradiation suffisante pour que les cellules survivantes soient peu nombreuses et isolées, dénombrer ces cellules en comptant les nodules de régénération auxquels elles donnent naissance.

. CELLULES CANCÉREUSES : on s'adresse à la capacité des cellules à produire une greffe tumorale chez des animaux sains. On détermine le *nombre inducteur 50%* (NI_{50}) qui représente le nombre de cellules viables à injecter pour obtenir une greffe chez *50%* des animaux receveurs (le NI_{50}, très variable selon le type de tumeur peut s'élever à plusieurs milliers de cellules).

En recommençant les injections de cellules après irradiation de la tumeur (irradiation effectuée *in situ* sur l'animal donneur ou *in vitro* après excision) on détermine le nombre n de cellules à injecter pour obtenir 50 % de prises. Ces n cellules irradiées contiennent un nombre de cellules viables égal à NI_{50}, d'où le taux de survie $S = \dfrac{NI_{50}}{n}$.

b) Courbes de survie

Plusieurs types de courbes peuvent être observés.

— ***Courbe de survie exponentielle*** : c'est une droite en coordonnées semi-logarithmiques (fig. 79 *a*). Si N_0 est le nombre initial de cellules

et N le nombre de cellules survivantes après une dose de D rads, l'équation de la courbe est :

$$S = \frac{N}{N_0} = e^{-D/D_0}$$

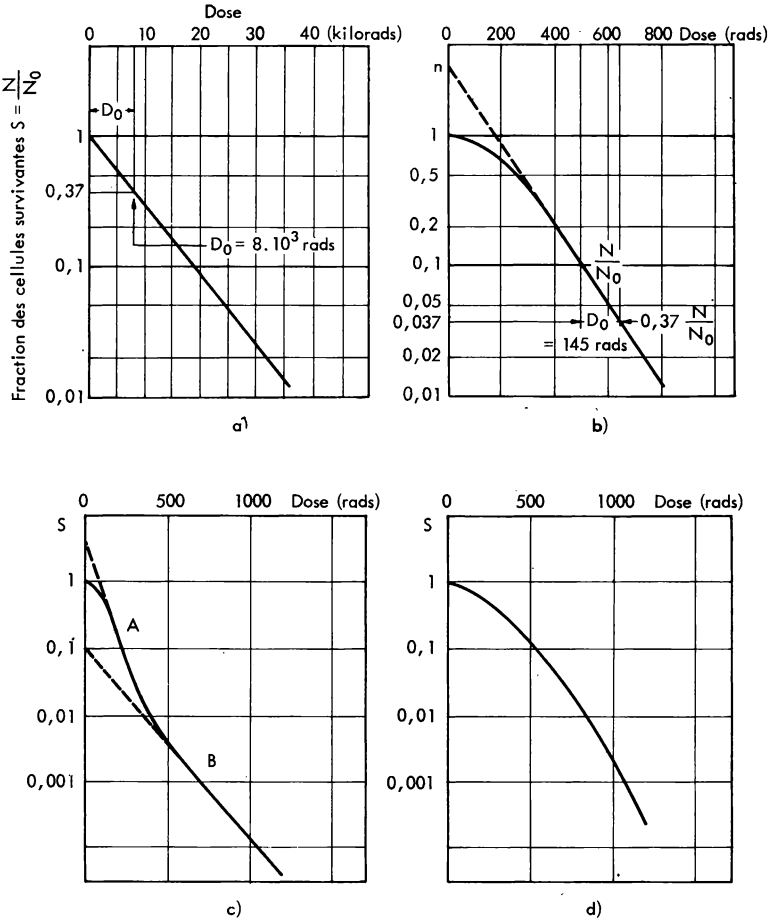


FIG. 79. — *Courbes de survie :*

a) exponentielle (les valeurs numériques correspondent à des bactéries *E. Coli*),
b) avec épaulement (cellules de mammifères),
c) cassée : population A plus radiosensible ;
population B plus radiorésistante constituant initialement 10 % de la population totale,
d) sans partie rectiligne.

où D_0 (également noté D_{37}) est la dose qui laisse 37 % de survivants. En effet, lorsque $D = D_0$; $S = \frac{1}{e} \simeq 0{,}37$.

La D_0 est aussi égale à l'inverse de la pente de la droite en coordonnées semi-logarithmiques : $\text{Log } S = \text{Log } \frac{N}{N_0} = -\frac{D}{D_0}$.

La D_0 *définit la radiosensibilité des cellules :* elle est d'autant plus faible que les cellules sont plus radiosensibles.

Ce type de courbe de survie est celui le plus fréquemment rencontré dans les populations virales et bactériennes.

— ***Courbe avec épaulement — courbe sigmoïde :*** la plupart des résultats expérimentaux obtenus pour les cellules de mammifères fournissent une courbe de survie de type sigmoïde, c'est-à-dire qui, en coordonnées semi-logarithmiques, présente une partie initiale incurvée (appelée épaulement) suivie d'une partie rectiligne (exponentielle) (fig. 79 *b*).

. La partie rectiligne est caractérisée, comme pour les exponentielles pures par la dose D_0 : c'est-à-dire la dose qui, *dans la partie rectiligne*, réduit le nombre des cellules survivantes de N à N/*e*.

. L'importance de l'épaulement initial est caractérisé par le *nombre d'extrapolation* : *n*, obtenu en prolongeant la partie rectiligne de la courbe jusqu'à son intersection avec l'axe des ordonnées.

Ces paramètres (D_0 et *n*) permettent de comparer la sensibilité aux radiations de deux types cellulaires ou d'un même type cellulaire placé dans des conditions expérimentales différentes.

L'expression mathématique de cette courbe sera vue plus loin (p. 180).

— ***Autres types de courbes :*** la plupart des courbes de survie expérimentales répondent aux types vus précédemment. On peut également rencontrer des :

— *courbes cassées* qui correspondent le plus souvent à un mélange de deux populations cellulaires (fig. 79 *c*) ;

— *courbes sans partie rectiligne* (fig. 79 *d*) : pour lesquelles on ne peut définir ni D_0 ni nombre d'extrapolation.

2° Modèles cellulaires.

Les modèles cellulaires sont des représentations imagées des événements qui peuvent survenir dans la cellule.

Ils ne prétendent pas traduire fidèlement la réalité des mécanismes biologiques mais transposer ceux-ci dans un système symbolique simple. Ils offrent un support conceptuel aux relations qui apparaissent dans les résultats expérimentaux : par exemple le taux de survie en fonction de la dose. Ils conduisent à exprimer ces relations par des fonctions mathématiques simples qui per-

mettent d'effectuer des calculs prévisionnels lorsque les résultats expérimentaux font défaut et surtout d'orienter l'expérimentation destinée à approfondir la réalité biologique des phénomènes.

a) **Modèle cellulaire à une cible létale.** — On a vu que dans certains cas la survie cellulaire est une fonction exponentielle de la dose. Une telle relation correspond à la résolution d'un problème balistique simple si on considère que chaque cellule contient une structure sensible, ou *cible*, dont l'atteinte aléatoire par le rayonnement entraîne la mort de la cellule.

Si N_0 est le nombre initial de cellules et N le nombre de cellules survivantes après une dose D, un incrément de dose dD entraîne une augmentation (dN) du nombre des cibles atteintes ; (dN) est proportionnel à N et à dD ; le coefficient de proportionnalité $\left(\text{égal à } \frac{1}{D_0}\right)$ exprime la probabilité d'atteinte des cibles, c'est-à-dire la radiosensibilité des cellules.

La variation du nombre N de cellules survivantes est :

$$dN = -\left(\frac{1}{D_0}\right) N dD$$

en intégrant on retrouve bien la relation : $S = \frac{N}{N_0} = e^{-D/D_0}$

Il est tentant de déterminer le volume v de la « cible » à partir de la détermination expérimentale de D_0 et en supposant que la cible est atteinte si une ionisation se produit en son sein.

Dans le cas de certains petits virus le calcul aboutit à une valeur de v égale au volume total du génome ce qui donne à la « cible » une réalité biologique. Ce résultat a conduit à la Théorie de la Cible construite sur l'hypothèse que la mort de la cellule résulte d'une ionisation produite au sein d'une structure sensible.

Pour de nombreux autres systèmes biologiques, le calcul aboutit soit à des résultats qui paraissent irréalistes, soit à des valeurs de v qui ne correspondent pas à des structures biologiques identifiées. Le concept de cible prend alors une signification purement symbolique et traduit seulement la probabilité d'un évènement aléatoire qui entraîne la mort de la cellule, en faisant abstraction des mécanismes physiques ou biologiques qui sont en cause.

b) **Modèle à *n* cibles-sublétales.** — Les courbes de survie avec « épaulement » ont conduit au modèle à n cibles.

La forme initiale de la courbe montre que lorsque la dose croît chaque incrément de dose entraîne un taux de mortalité de plus en plus important (tandis qu'il reste constant pour la courbe de survie exponentielle) : par exemple la dose qui réduit la survie de 100 % à 90 % est plus grande que la dose qui réduit la survie de 50 % à 45 % (fig. 79 *b*). Ceci suggère qu'un certain nombre de lésions individuellement non mortelles (sublétales) doivent être accumulées pour entraîner la mort de la cellule.

Ce modèle suppose que chaque cellule contient n cibles et que sa mort résulte de l'atteinte de la totalité des n cibles, appelées sublétales.

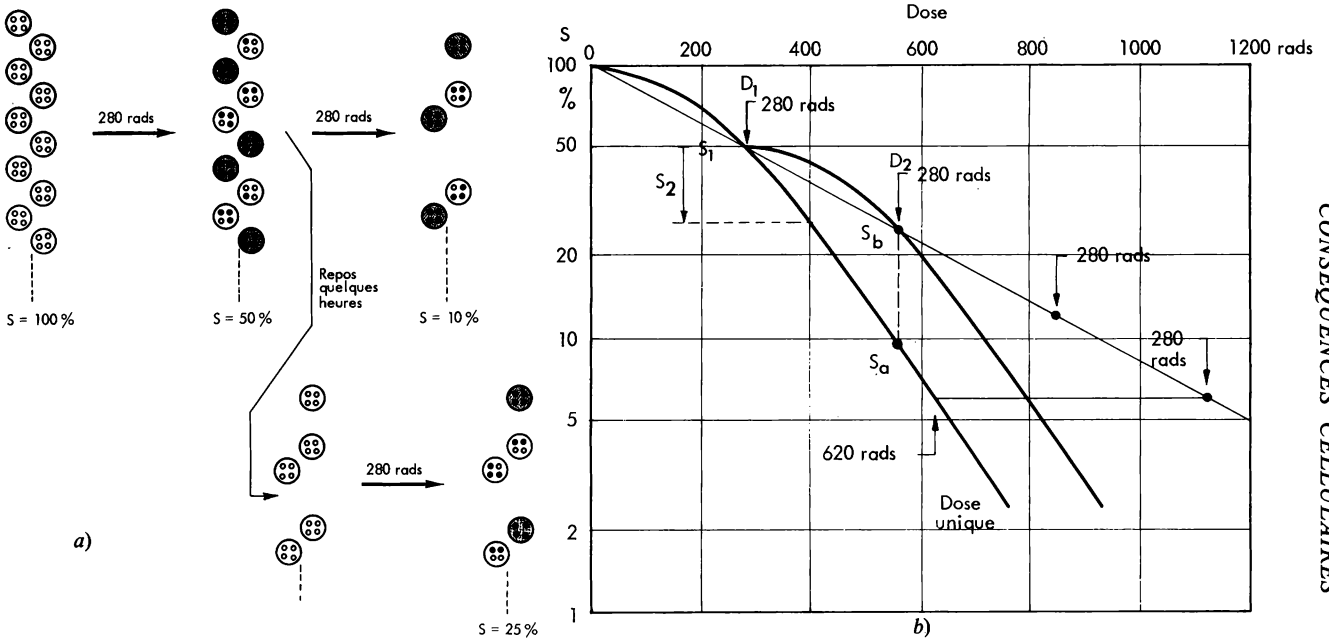


FIG. 80. — *Restauration cellulaire.*

a) Survie cellulaire après une irradiation de 280 rads (S = 50 %), de 560 rads (S = 10 %) et deux irradiations de 280 rads séparées par quelques heures (S = 25 %) ; on a représenté par un point noir les cibles atteintes et en grisé les cellules tuées.

b) Effet d'une irradiation multiple par exemple 4 doses de 280 rads espacées dans le temps produisant le même taux de survie qu'une dose unique de 620 rads

paramètres radiobiologiques de la population cellulaire $n = 4$, $D_0 = 150$ rads.

La probabilité d'atteinte est supposée la même pour toutes les cibles : elle est exprimée comme précédemment par $\frac{1}{D_0}$.

La probabilité pour une cible d'être intacte après une dose D est e^{-D/D_0} (v. § précédent) ; la probabilité d'atteinte d'une cible est $1 - e^{-D/D_0}$. La probabilité d'atteinte des n cibles de la même cellule est $(1 - e^{-D/D_0})^n$; elle représente aussi la proportion des N_0 cellules initiales qui sont tuées.

Le taux de survie des cellules est donc

$$S = \frac{N}{N_0} = 1 - (1 - e^{-D/D_0})^n$$

La courbe représentative de cette fonction a bien l'allure des courbes expérimentales avec « épaulement ».

Par exemple si $n = 4$ et $D_0 = 150$ rads on peut calculer que pour une dose de 280 rads 50 % des cellules sont atteintes sur leur quatre cibles et sont tuées : $S_1 = 50\,\%$. La plupart des cellules survivantes sont « blessées » par atteinte de 1, 2 ou 3 cibles ; il suffit de 3, 2 ou 1 atteintes supplémentaires pour tuer ces cellules. Si on poursuit l'irradiation jusqu'à la dose de 560 rads la 2e partie de l'irradiation est plus efficace que la première : 80 % des cellules qui survivent à la première tranche de 280 rads sont tuées et la survie S relative à *la 2e dose* est donc de 20 % ; la survie finale (S*a*) par rapport à la population initiale est de 10 % (fig. 80 *b*).

c) **Restauration cellulaire.** — Les atteintes cellulaires sublétales sont *réparables* en quelques heures (tant que la cellule n'est pas tuée, c'est-à-dire atteinte sur ses n cibles). Cette *restauration cellulaire* a été démontrée par Elkind par la méthode de la double irradiation.

Considérons la courbe de survie pour une dose *unique* définie par les deux paramètres n et D_0 (fig. 80 *b*).

Une première dose D_1 réduit la survie à une valeur S_1.

Une deuxième dose D_2 délivrée immédiatement après la première réduit la survie à S_a ; si la deuxième dose D_2 est délivrée quelques heures après la première, on observe une survie plus élevée $S_b > S_a$.

Soit par exemple une population $n = 4$, $D_0 = 150$ rads et $D_1 = 280$ rads, $D_2 = 280$ rads. On a vu que $S_1 = 50\,\%$ et $S_a = 10\,\%$; on observe maintenant $S_b = 25\,\%$.

Après un intervalle de quelques heures, les cellules *survivantes* blessées par D_1 se retrouvent intactes lors de la 2e dose D_2 par réparation des cibles atteintes lors de la 1re irradiation. De façon plus générale pour la 2e irradiation, la relation entre la survie S_2 et la dose D_2 est la même que lors de la première irradiation : pour $D_2 = 280$ rads, $S_2 = 50\,\%$ d'où $S_b = 25\,\%$.

Si une irradiation à la dose D_1 est répétée m fois à des intervalles supérieurs à quelques heures (ce qui est le cas habituel de la radiothérapie transcutanée où l'intervalle entre les séances est de 1 à 2 jours) la survie finale

est $S = S_1^n$ (fig. 80 *b*). Elle est plus élevée que si la dose totale ($m.D_1$) était donnée en une séance. Sous une autre forme, la dose totale nécessaire pour atteindre un certain taux de survie est plus élevée si l'irradiation est fractionnée que si elle est faite en une séance unique.

d) **Modèle cellulaire à 2 composantes.** — Pour la plupart des cellules de mammifères les résultats expérimentaux montrent que la mort de la cellule peut résulter soit d'une atteinte létale d'emblée (modèle à une cible) soit de l'accumulation d'atteintes sublétales (modèle à *n* cibles). Dans le modèle qui rend compte de ces résultats, la cellule contient à la fois une cible « létale » et *n* cibles « sublétales ».

L'importance relative des deux modes de mort cellulaire dépend de l'importance de la dose : pour les doses faibles l'atteinte de la cible « létale » est pratiquement seule en cause. Il en est de même pour une irradiation à faible débit car les cibles « sublétales » atteintes se réparent au cours de l'irradiation elle-même et les *n* cibles d'une même cellule ne peuvent pratiquement pas se trouver atteintes simultanément.

3° Facteurs modifiant la radiosensibilité cellulaire.

a) **Caractéristiques cellulaires.** — Pour un type cellulaire donné (virus, bactérie, cellule de mammifère) la radiosensibilité augmente avec la quantité d'ADN contenue dans la cellule. La complexité de l'organisation de l'ADN dans la cellule et en particulier la ploïdie interviennent également. Ainsi les levures haploïdes (1 jeu de chromosomes) sont plus radiosensibles que les levures diploïdes (2 jeux de chromosomes) et la courbe de survie est exponentielle dans le premier cas et sigmoïde dans le second (fig. 81).

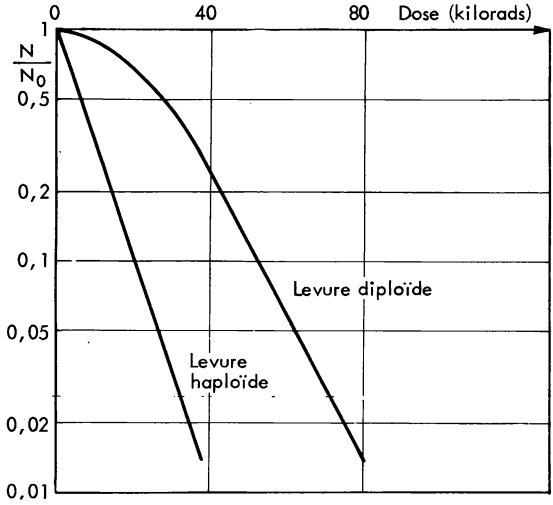


FIG. 81. — *Courbes de survie des levures haploïdes et diploïdes.*

La constitution de l'ADN : composition en bases, association protéique... joue également un rôle.

Plus l'équipement enzymatique d'une cellule est riche, mieux cette cellule pourra réparer ses lésions entre deux irradiations. La radiosensibilité d'une cellule est la résultante des lésions produites par les radiations et de sa capacité à réparer ces lésions.

b) **Le milieu.** — Le facteur le plus important est la teneur en oxygène dans le milieu.

La radiosensibilité des cellules (quel qu'en soit le type : bactérie, levure, cellule de mammifère) augmente avec la teneur en oxygène (p. 169).

c) **Nature du rayonnement.** — *L'efficacité biologique relative* (E. B. R.) est un coefficient servant à comparer deux types de rayonnements. Un rayonnement (A) sera x fois plus efficace qu'un autre (B) si la dose de rayonnement nécessaire pour obtenir *le même effet biologique* (par exemple : la mort de 50 % des cellules d'une population) est x fois plus faible ($D_B = xD_A$) (fig. 82). L'E. B. R. de A par rapport à B est défini par le rapport :

$$\frac{D_B}{D_A} = x.$$

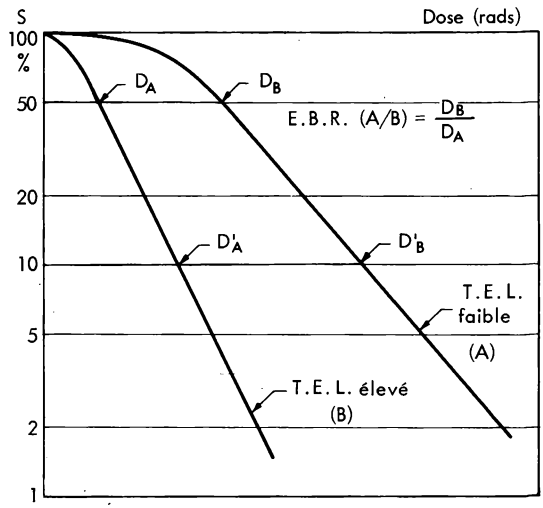


FIG. 82. — *Détermination de l'EBR à l'aide de courbes de survie :*

Les conditions expérimentales doivent être identiques pour les deux types de rayonnement (température, débit de dose, tension en oxygène...). On remarque que l'EBR peut être différent selon le taux de survie considéré (ex. 50 % et 10 %).

— L'E. B. R. est essentiellement fonction du *TEL* de la radiation. Avec des rayonnements de TEL élevé (α, neutrons...) la forme de la courbe de survie est modifiée : la pente est plus grande (D_0 plus faible) et l'épaulement diminue (le nombre d'extrapolation tend vers l'unité). On constate par ailleurs que l'effet oxygène est moins important.

II. — ACTION SUR LE CYCLE CELLULAIRE

1° Description du cycle.

Les événements biologiques qui se déroulent dans l'intervalle de temps entre deux mitoses constituent le cycle cellulaire.

Pour les cellules de mammifères, il se décompose en quatre phases (fig. 83).

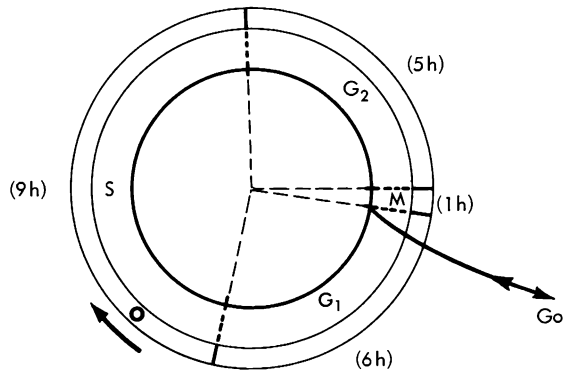


FIG. 83. — *Représentation schématique d'une cellule décrivant le cycle cellulaire.* Les durées des différentes phases indiquées entre parenthèses sont données à titre d'exemple (cellules de mammifères).

La phase G_1 suit la mitose ; sa durée est la plus variable. Puis *une phase de synthèse d'ADN* ou *phase S* pendant laquelle la cellule double la quantité d'ADN contenue dans son noyau (fig. 84). Suivent la phase G_2 et enfin *la mitose (M)* où la cellule se divise en deux cellules filles contenant chacune la totalité de l'information génétique de la cellule initiale.

Après une mitose certaines cellules peuvent entrer dans une phase de repos mitotique et, *temporairement*, ne plus décrire le cycle. Ces cellules, au repos, sont dites en G_0.

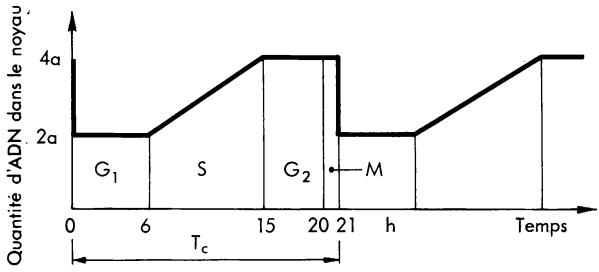


FIG. 84. — *Quantité d'ADN contenue dans le noyau en fonction des différentes phases du cycle* (les durées indiquées correspondent à l'exemple de la figure 83).

2° Méthodes d'étude du cycle.

La plupart des techniques d'étude de la durée des différentes phases du cycle cellulaire font appel au marquage des cellules à l'aide d'un isotope radioactif. Il est possible d'incorporer dans les cellules un marqueur isotopique qui permettra de suivre, au cours du temps par *auto-historadiographie* (p. 101), le devenir des cellules marquées.

Pendant la phase S, l'ADN est synthétisé par assemblage de nucléotides. Parmi ces nucléotides la thymidine est spécifique de l'ADN.

Si l'on incube des cellules, pendant un *temps court*, en présence de thymidine marquée au Tritium (ou au ^{14} C), celles qui se trouvent en phase de synthèse de l'ADN incorporent la thymidine tritiée. Si l'on fait, immédiatement à la fin de l'incubation, un frottis cellulaire sur lequel on dépose une émulsion photographique, les β émis par le marqueur incorporé dans les cellules en S impressionneront l'émulsion. Le parcours, dans l'émulsion, des β du ^{3}H étant faible (voisin de 1 μm) les grains qui apparaissent, après développement de l'émulsion, se localisent en regard du noyau des cellules en phase S.

Les méthodes d'étude du cycle cellulaire sont nombreuses, nous n'en citerons que deux.

— **La méthode des mitoses marquées :** C'est la technique la plus importante car c'est elle qui fournit le plus de renseignements.

Considérons une population de cellules en cycle cultivées dans une boîte de Pétri. On la met en présence de thymidine tritiée pendant quelques minutes, puis on retire le marqueur au temps $t = 0$. Pendant le contact les cellules qui étaient en S ont incorporé le précurseur radioactif et se sont marquées. Suivons, au cours du temps la cohorte des cellules marquées (fig. 85) :

— le front de cette cohorte va passer en G_2 puis pénétrer en M. Si l'on fait à ce moment un prélèvement puis une auto-historadiographie on observera

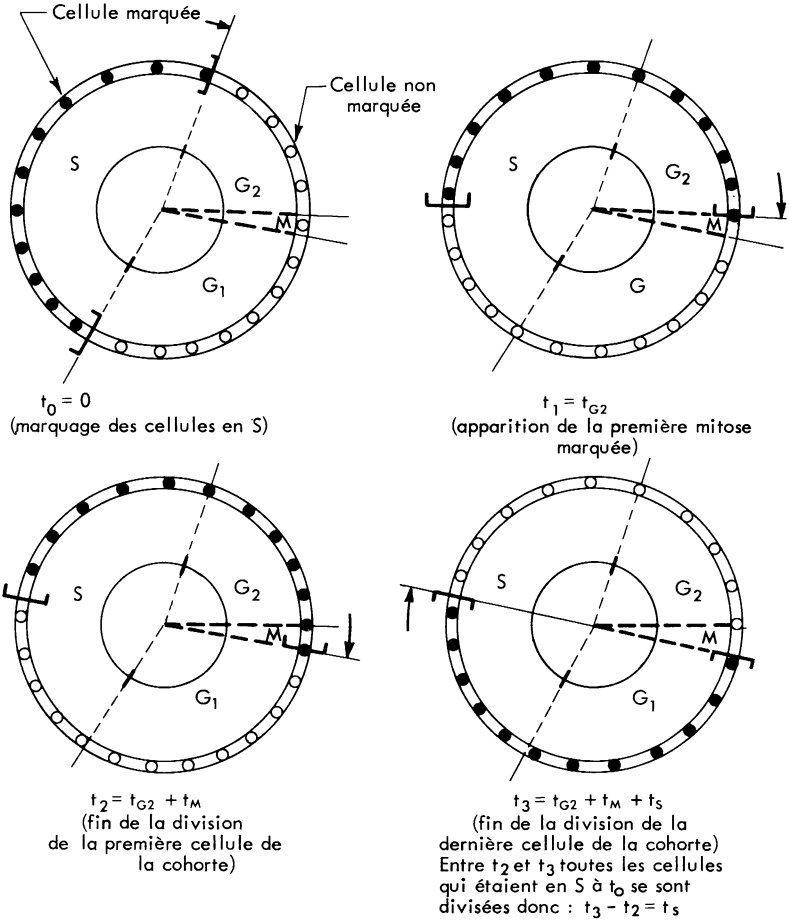


FIG. 85. — *Parcours du cycle cellulaire par la cohorte des cellules marquées*, au temps $t = 0$, *à la Thymidine tritiée.*

On admet que toutes les cellules décrivent le cycle à la même vitesse ; le nombre de cellules se trouvant dans une phase donnée est proportionnel à la durée de cette phase par rapport à la durée totale du cycle.

que certaines des mitoses sont marquées [1] et d'autres pas. On peut établir le rapport $\frac{M^*}{M}$ du nombre de mitoses marquées (M*) au nombre total de mitoses (M) ;

[1] La mitose est facilement reconnaissable sur des frottis cellulaires car la membrane nucléaire disparaît alors que les chromosomes deviennent visibles.

— toutes les cellules marquées se divisent ensuite donnant chacune deux cellules filles marquées. Ces cellules filles décriront à leur tour le cycle.

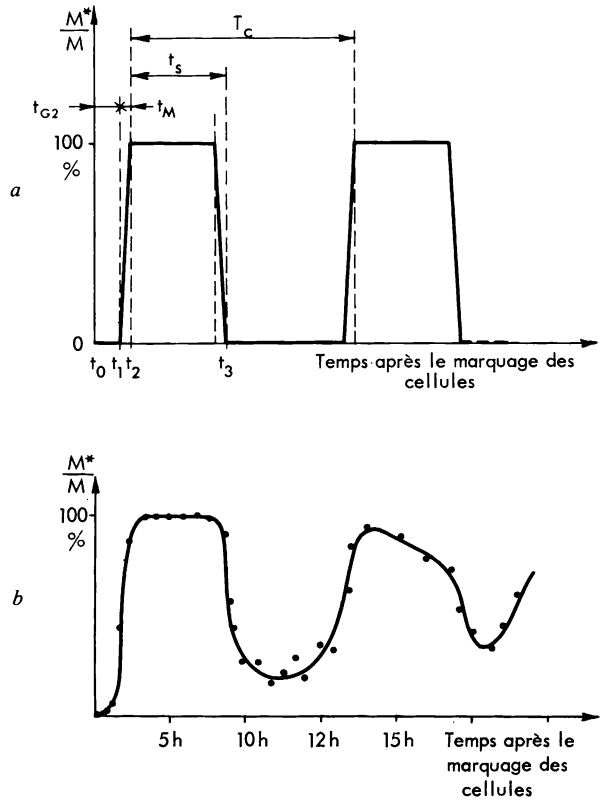


FIG. 86. — *Courbes des mitoses marquées :*

— *a* : Représentation schématique.
La période du phénomène est égale à T_C, durée totale du cycle. D'autre part,

$$t_{G1} = T_C - (t_S + t_{G2} + t_M)$$

Pour les cellules de mammifères le plus souvent étudiées (croissance exponentielle *in vitro*)

$1{,}5\text{ h} < t_{G1} < 14\text{ h}$ avec :

$6\text{ h} < t_S < 9{,}5\text{ h}$; $1\text{ h} < t_{G2} < 5\text{ h}$; $0{,}5\text{ h} < t_M < 1\text{ h}$; $8\text{ h} < T_C < 30\text{ h}$.

— *b* : Exemple de courbe expérimentale.
En raison de la variation, d'une cellule à l'autre, de la durée des diverses phases, la courbe s'amortit rapidement.

Si l'on étudie par des prélèvements successifs la variation du rapport $\frac{M^*}{M}$ en fonction du temps après le marquage tout se passe comme si la mitose était une fenêtre devant laquelle on regarde défiler des cellules qui décrivent le cycle et dont une cohorte est marquée.

Cette technique fournit toutes les caractéristiques du cycle (fig. 86) mais elle est longue et nécessite de nombreux prélèvements. Elle est difficile à appliquer chez l'homme.

Il existe d'autres méthodes qui donnent des résultats plus fragmentaires mais qui sont plus faciles à mettre en œuvre. En voici un exemple.

— **Double marquage :** Marquons une population de N cellules avec de la thymidine tritiée. Seules seront marquées les N* cellules en S. Le rapport $\frac{N^*}{N}$ (index de marquage) est proportionnel à (t_s) la durée relative de la phase S. Lorsque toutes les cellules sont en cycle il est égal à (fig. 87) :

$$\frac{N^*}{N} = \frac{t_s}{T_c}$$

où T_c est la durée du cycle

Si après un temps bref t_i on marque à nouveau cette population avec de

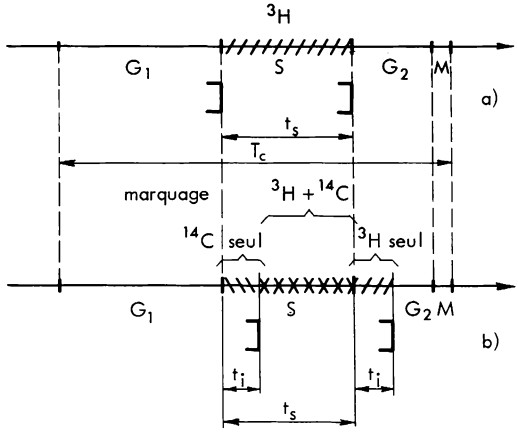


FIG. 87. — *Technique de double marquage :*

a) marquage au tritium seul (///),

b) double marquage : au tritium (///) puis au carbone 14 (\\\) après un intervalle t_i. Les cellules situées dans la zone commune (XXX) sont marquées par les deux radioéléments.

la thymidine marquée au ^{14}C (1), pendant t_i un certain nombre de cellules seront sorties de S. Elles seront marquées au ^{3}H seul; leur nombre N* (^{3}H seul) est proportionnel à t_i.

$$\frac{N^*(^3H \text{ seul})}{N} = \frac{t_i}{T_c}$$

D'autres cellules se seront marquées, lors du deuxième marquage, au ^{14}C (dont certaines l'étaient déjà au ^{3}H), leur nombre est proportionnel à t_s :

$$\frac{N^*(^{14}C)}{N} = \frac{t_s}{T_c}.$$

Au total on a :

$$\frac{N^*(^3H \text{ seul})}{N^*(^{14}C)} = \frac{t_i}{t_s}$$

Cette méthode fournit t_s. (La formule ci-dessus est également valable si toutes les cellules ne sont pas en cycle).

3° Variation de la radiosensibilité cellulaire au cours du cycle.

Quel que soit le type cellulaire considéré, il existe toujours une variation de la radiosensibilité au cours du cycle mais les phases sensibles ou résistantes

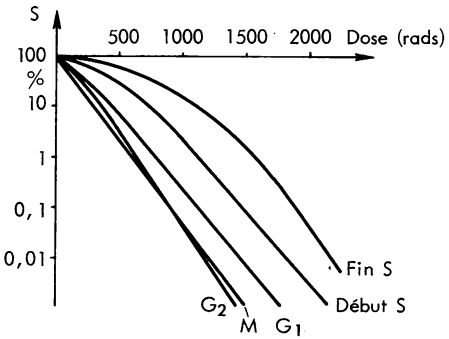


FIG. 88. — *Variation de la radiosensibilité au cours du cycle cellulaire.*

(1) On peut distinguer les cellules marquées au ^{3}H et ^{14}C grâce à la différence des parcours des β émis par ces deux radioéléments dont les énergies sont très différentes : 0,018 MeV pour ^{3}H et 0,155 MeV pour ^{14}C. L'émulsion étant au contact de la préparation est impressionnée à la fois par les β du ^{3}H et par ceux du ^{14}C ; si on interpose une lame absorbante d'environ 1 μm d'épaisseur les β du ^{3}H sont arrêtés et seuls les β du ^{14}C peuvent atteindre l'émulsion.

On peut aussi plus simplement distinguer le marquage au ^{14}C par la large dispersion des grains produits dans l'émulsion à distance du noyau de la cellule.

sont différentes suivant les souches. D'une manière générale la radiosensibilité est maximale durant la mitose et minimale à la fin de la phase S (fig. 88) ; mais il existe des exceptions à cette règle.

La raison de cette variation est inconnue. On a soulevé l'hypothèse d'une corrélation avec la modification, au cours du cycle, de la teneur en radicaux SH. (radio-protecteurs, p. 169).

4° Action des rayonnements sur le cycle cellulaire.

L'effet d'une irradiation de brève durée peut se faire sentir pendant plusieurs cycles.

Les deux conséquences fondamentales sont :

— un ralentissement de la synthèse de l'ADN, d'où un allongement de t_s,
— et surtout *un bloc en* G_2.

Les cellules qui arrivent en G_2 s'y accumulent et ne peuvent plus se diviser pendant une durée qui dépend de la dose de rayonnement et du type cellulaire considérés. Il s'en suit un *retard à la mitose.* A la fin de la durée du bloc les cellules arrêtées en G_2 se divisent simultanément. La population cellulaire est *partiellement synchronisée* d'une manière analogue à la synchronisation de la circulation automobile par un feu rouge.

On peut observer aussi un allongement de G_1.

5° Conséquences pratiques.

Après une première irradiation une population cellulaire aura été partiellement synchronisée et une deuxième irradiation trouvera une majorité de cellules soit dans une phase radiosensible, soit dans une phase radiorésistante, suivant le temps qui s'est écoulé entre les deux irradiations. Il en résulte des variations cycliques de la sensibilité qui s'estompent rapidement car la synchronisation est temporaire et disparaît en un ou quelques cycles.

III. — MUTATIONS

Les mutations sont des lésions non, ou mal, réparées du matériel génétique (ADN). La cellule mutée possède des caractères nouveaux. Le plus souvent les mutations sont létales mais certaines peuvent être compatibles avec la division cellulaire. Les plus lourdes de conséquence sont celles qui touchent les cellules germinales. Les mutations radio induites sont qualitativement identiques aux mutations naturelles. Les radiations ne font qu'accroître leur probabilité d'apparition.

Elles peuvent être de deux types, géniques ou chromosomiques.

Les mutations géniques ne s'accompagnent d'aucune altération décelable des chromosomes et se manifestent par la modification du caractère contrôlé par le gène sur lequel elles surviennent. Lors d'une irradiation de l'ADN les bases peuvent être détruites ou modifiées chimiquement. Or toute altération des bases provoque un changement du génome de la cellule.

Les mutations chromosomiques touchent les chromosomes et peuvent être visibles au microscope. Elles sont dues à la rupture de chromosomes (en rapport avec la rupture des chaînes d'ADN). Les fragments rompus peuvent se ressouder avec une modification de la forme du chromosome (aberration chromosomique) et surtout du rapport spatial entre les gènes (modification du génome). Les fragments peuvent aussi rester isolés et être perdus lors d'une division cellulaire (perte d'information génétique).

CHAPITRE III

CONSÉQUENCES AU NIVEAU DES POPULATIONS CELLULAIRES

On désigne par *cinétique d'une population cellulaire* l'évolution au cours du temps du nombre de cellules qui constituent la colonie, l'organe ou le tissu observé.

Nous étudierons l'évolution spontanée d'une population puis les modifications provoquées par une irradiation.

I. — ÉVOLUTION SPONTANÉE D'UNE POPULATION CELLULAIRE

1° Facteurs qui conditionnent l'évolution d'une population cellulaire.

a) **Durée moyenne du cycle.** — La durée du cycle n'est pas rigoureusement égale d'une ceiiule à l'autre, mais pour une population cellulaire on peut définir une durée moyenne du cycle : $\bar{T}_c$.

b) **Coefficient de prolifération.** — Toutes les cellules d'une population ne sont, en general, pas en cycle. Un certain nombre peut être en G_0 (p. 183) et garder la possibilité de se diviser sous l'effet d'une stimulation. D'autres peuvent avoir perdu définitivement le pouvoir de se diviser.

Le rapport du nombre de cellules en cycle sur le nombre total de cellules de la population est appelé coefficient de prolifération : g (ou « *growth fraction*).

Le coefficient de prolifération peut être déterminé expérimentalement par de nombreuses techniques. Un marquage prolongé réalisé en incubant les cellules avec la thymidine tritiée pendant une durée supérieure à la durée du cycle conduit à marquer toutes les cellules qui sont engagées dans le cycle ; g est donc égal à la proportion des cellules marquées dans la population.

Une méthode plus précise est la comparaison, après un marquage de brève durée, de l'index de marquage $\frac{N^*}{N}$ avec le rapport $\frac{t_s}{T_c}$, calculé à l'aide de la méthode des mitoses marquées par exemple.

Nous avons vu (p. 187) que lorsque toutes les cellules sont en cycle

$$\frac{N^*}{N} = \frac{t_s}{T_c} \qquad \text{et} \qquad g = 1.$$

Si $\frac{N^*}{N}$ est inférieur à $\frac{t_s}{T_c}$ on a : $g = \frac{N^*/N}{t_s/T_c} < 1.$

c) **Perte cellulaire.** — Une cellule peut être perdue pour une population parce qu'elle meurt ou parce qu'elle migre hors de la population considérée (métastase, différenciation).

2° Classification des populations cellulaires en fonction de leur cinétique.

Si l'on exclut les populations telles que le tissu nerveux, où une cellule qui meurt n'est pas remplacée, toutes les populations cellulaires prolifèrent. Cette prolifération peut aboutir à une augmentation du nombre de cellules de la population (population en croissance) ou bien compenser exactement les pertes cellulaires (population en équilibre).

a) **Population en croissance.** — Le nombre total de cellules croît dans les cultures de cellules et lors du développement des tissus (embryon-enfant). Chez un adulte l'exemple typique de population en croissance est constitué par les tumeurs.

On appelle *temps de doublement* (T_D) le temps nécessaire pour que l'effectif de la population soit doublé.

Lorsque les pertes cellulaires sont nulles :

— dans le cas le plus simple, et rare, où g est égal à 1 on a

$$T_D = \overline{T}_C$$

— le plus souvent g est inférieur à 1 et on a $T_D = \frac{\overline{T}_C}{g}$.

En règle générale, le temps de dédoublement initialement constant *(croissance exponentielle)* s'allonge progressivement au cours du vieillissement de la population (fig. 89).

Ce ralentissement de la croissance (encore appelé : « croissance contrainte ») peut être dû à une augmentation de la durée du cycle, une diminution du coefficient de prolifération ou à une augmentation de la perte cellulaire.

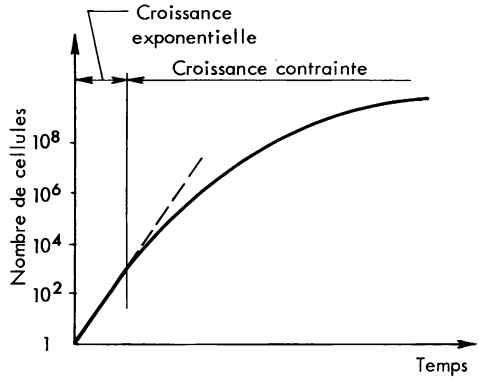


FIG. 89. — *Courbe de croissance d'une population cellulaire.*

b) **Population en équilibre.** — Cette situation correspond à la majorité des tissus d'un mammifère adulte. Le nombre de cellules qui naissent (par division cellulaire) est égal au nombre de cellules qui disparaissent de la population (fig. 90 *a*). Le temps T_r au bout duquel le nombre de mitoses qui

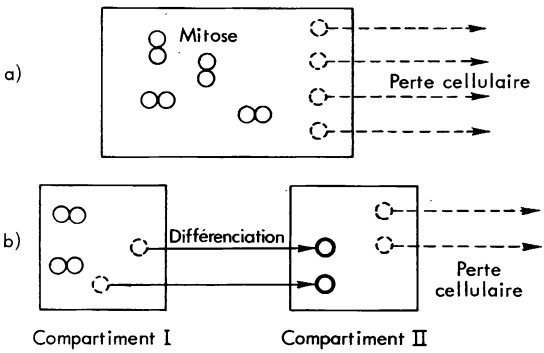


FIG. 90. — *Population en équilibre :*

a) modèle à un compartiment (pour un intervalle de temps donné le nombre de cellules qui naissent en moyenne est égal au nombre de cellules qui disparaissent) ;
b) modèle à deux compartiments :
Compartiment I : cellules souches.
Compartiment II : cellules différenciées ; en moyenne lorsqu'une cellule souche se divise, une cellule migre dans II et une autre reste dans I.

ont eu lieu dans la population est égal à l'effectif de la population serait le temps de doublement s'il n'y avait pas de pertes. Pour une population en équilibre on l'appelle *temps de renouvellement* car, en moyenne, chaque cellule de la population s'est divisée une fois et a été remplacée par une de ses filles.

Il est très variable selon le tissu considéré : de quelques jours (par exemple muqueuse intestinale, peau) à plusieurs mois ou années (par exemple foie, thyroïde, rein).

Si toutes les cellules ont la même fonction et le même devenir la population est homogène. Ce schéma simple ne représente pas la situation qui existe dans la plupart des tissus. Généralement un tissu est constitué d'une population composite dont les éléments cellulaires peuvent être classés en au moins deux compartiments de fonction différente (fig. 90 *b*) :

— le compartiment des cellules souches,
— le compartiment des cellules différenciées (cellules fonctionnelles).

La peau, par exemple, est formée d'une couche basale dans laquelle les cellules se multiplient. Les cellules nées de cette basale se kératinisent (différenciation), migrent progressivement vers la surface, meurent et se détachent.

— COMPARTIMENT DES CELLULES SOUCHES : le maintien d'un nombre constant de cellules souches est assuré par les divisions à l'intérieur de ce compartiment qui est auto-entretenu. Comme dans le cas de la figure 90 *a*, ces divisions compensent exactement les différenciations.

— COMPARTIMENT DES CELLULES DIFFÉRENCIÉES : (cellules fonctionnelles). Ce compartiment (II) n'est pas auto-entretenu et n'est en équilibre que parce qu'il est alimenté par le compartiment des cellules souches (I). En effet, le nombre des mitoses que peut y subir une cellule est limité et faible (parfois nul). Le temps qui s'écoule entre l'entrée d'une cellule dans ce compartiment et sa sortie (mort cellulaire), est égal à sa *durée de vie* (quelques jours à quelques années suivant le tissu) ; il correspond au *temps de renouvellement* de ce compartiment.

Pour certains tissus, par exemple la moelle osseuse, le modèle à deux compartiments est trop simpliste. On peut y distinguer trois compartiments :
Cellules souches, cellules en voie de maturation et de multiplication (érythroblastes, mégacaryoblastes, myéloblastes), cellules en voie de différenciation incapables de se diviser mais qui acquièrent des propriétés fonctionnelles avant de passer dans le sang (érythrocytes, plaquettes, granulocytes).

II. — CINÉTIQUE D'UNE POPULATION APRÈS UNE IRRADIATION UNIQUE

La réaction d'une population cellulaire à une irradiation n'est qu'un cas particulier du mécanisme de réponse à une agression quelconque, par exemple une substance chimique toxique ou une amputation partielle.

*1° **Population en croissance.*** — L'évolution en fonction du temps du nombre de cellules contenues dans une tumeur après une irradiation est la résultante (fig. 91) de l'élimination progressive des cellules tuées et de la multiplication des cellules survivantes.

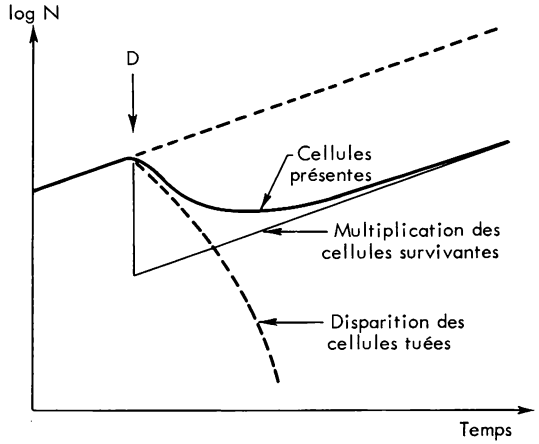


FIG. 91. — *Cinétique d'une population cellulaire à croissance exponentielle après une dose unique* (D). Les cellules survivantes vont se multiplier en poursuivant leur croissance exponentielle. Les cellules tuées disparaissent progressivement au cours du temps.
La population des cellules présentes à chaque instant est constituée par la somme des cellules survivantes et des cellules condamnées à une disparition ultérieure.

En effet par le mécanisme de la mort différée (p. 175), les cellules « tuées » au sens radiobiologique du terme, restent présentes dans la population jusqu'à leur mort effective lors de leur première tentative de division ou après quelques divisions. Leur disparition est d'autant plus lente que la durée du cycle est plus grande et le coefficient de prolifération g plus petit. La multiplication des cellules survivantes ne commence qu'après un temps de latence correspondant au retard à la mitose (p. 189). Puis, les divisions se poursuivent à un rythme qui est le même qu'avant l'irradiation, si g est inchangé ; il peut s'accélérer temporairement, si g est augmenté.

*2° **Population en équilibre : tissus normaux.*** — Pour une population homogène (fig. 90 *a*), le dépeuplement produit par l'irradiation provoque une accélération de l'activité mitotique, essentiellement par augmentation de g. La production cellulaire excède les pertes et la population croit ; l'activité mitotique reprend sa valeur d'équilibre lorsque l'effectif de la population est reconstitué.

Lorsque la durée de vie des cellules d'un organe est très longue (tissus

à renouvellement lent comme le foie), aucune modification morphologique ou fonctionnelle apparente n'intervient après une irradiation. Cependant des lésions existent et on peut les mettre en évidence en imposant aux cellules de se diviser. En effet, si l'on pratique par exemple, l'ablation d'une partie du foie non irradié, les cellules restantes se divisent (augmentation de *g*) jusqu'à ce que l'organe ait retrouvé son poids initial. L'hépatectomie partielle du foie irradié entraîne la mort effective des cellules atteintes car elle provoque leur division ; la régénération du parenchyme hépatique sera plus lente car seules les cellules « survivantes » peuvent y participer.

Pour une population à plusieurs compartiments (fig. 90 *b*), le même mécanisme de régulation entre en jeu dans le compartiment des cellules souches (I). Les cellules différenciées qui ne se divisent pas ne disparaissent pas du fait de l'irradiation mais leur compartiment (II) se dépeuple parce qu'il n'est plus entretenu.

— La vitesse de dépeuplement du compartiment II (c'est-à-dire la vitesse d'apparition de la lésion) est fonction de la durée de vie des cellules différenciées, c'est-à-dire du temps qui s'écoule en moyenne entre leur entrée et leur sortie de ce compartiment.

C'est ainsi que la peau ne se dénude que 20 jours après l'irradiation alors que dans la muqueuse intestinale la dénudation survient au bout de 4 jours (il faut 4 jours à une cellule de l'épithélium intestinal pour migrer du fond de la crypte, où se tiennent les cellules souches, se différencier et se détacher au sommet de la villosité).

— Le repeuplement du compartiment II, c'est-à-dire la réparation de la lésion du tissu, s'effectue à partir du compartiment I. Sa vitesse est donc fonction du nombre de cellules souches survivantes et de leur activité mitotique.

Si la dose de rayonnement est trop élevée, la réparation peut ne pas être complète et l'on assiste à une fibrose ou une atrophie de l'organe.

Inversement si la dose est modérée la réparation est assez rapide devant la durée de vie des cellules différenciées ; le dépeuplement de ces dernières, est amorti et n'est pas observable cliniquement (par exemple une dose de 1 000 rads qui tue 99 % des cellules basales de la peau ne produit généralement pas de desquamation observable).

CHAPITRE IV

RADIOBIOLOGIE DES RADIATIONS NON IONISANTES

I. — DÉFINITION

Les radiations non-ionisantes sont caractérisées par un quantum énergétique : $E = h\nu$ inférieur à l'énergie d'ionisation des molécules d'importance biologique, soit inférieur à une dizaine d'électrons-volts. Leur longueur d'onde dans le vide est supérieur à 150 nm (1 nm : 10^{-9} m).

Ce chapitre sera consacré aux radiations ultraviolettes (U. V.). Si leurs applications pratiques en médecine ne sont pas très importantes, elles constituent un outil précieux pour l'étude de la biologie cellulaire et des mécanismes de l'action des radiations.

II. — ABSORPTION DE L'ÉNERGIE

1° Sélectivité de l'absorption. — Les seuls phénomènes observés lors de l'absorption de l'énergie seront des excitations ou une augmentation de l'énergie de rotation et de vibration des molécules (p. 28).

Une des caractéristiques fondamentales des radiations non ionisantes est la sélectivité de leur absorption. *Le spectre d'absorption* d'une espèce moléculaire, qui exprime la variation de l'absorption en fonction de la longueur d'onde, présente des pics caractéristiques de la molécule (fig. 92).

Ainsi, les fortes absorptions dans la zone de 200 à 400 nm sont toujours liées à des structures moléculaires contenant des doubles liaisons conjuguées. De tels groupements atomiques qui absorbent électivement certaines longueurs d'onde sont appelés *groupes chromophores.*

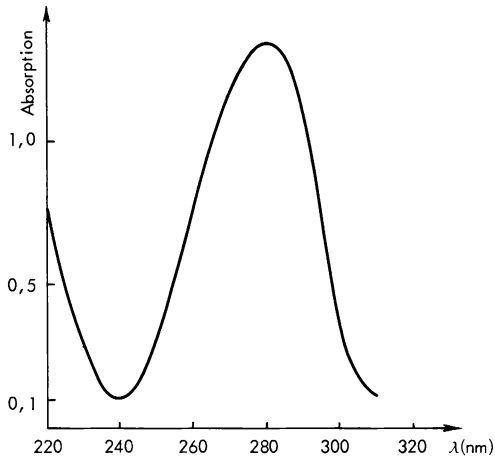


FIG. 92. — *Spectre d'absorption de la cytosine* (*p*H = 1,2).

La quantité d'énergie absorbée dans un milieu dépend comme dans le cas de la lumière visible de la concentration du matériel absorbant (Loi de Beer : v. fasc. III).

2° ***Dosimétrie.*** — La sélectivité de l'absorption retire toute signification à la notion de dose absorbée dans un milieu contenant diverses espèces moléculaires, en particulier dans une solution.

Les quantités de rayonnements non ionisants s'expriment par la fluence énergétique (énergie incidente par unité de surface) en général mesurée en *erg* mm^{-2}. Les dosimètres U. V. les plus utilisés sont constitués d'une substance fluorescente qui transforme la lumière U. V. en lumière visible ; celle-ci est mesurée par une cellule à couche d'arrêt.

3° ***Devenir de l'énergie absorbée.*** — Une molécule excitée par un photon U. V. a reçu une énergie assez importante, de l'ordre de grandeur de la plupart des liaisons chimiques. Le devenir de cette énergie est qualitativement analogue à ce qui a été vu pour les radiations ionisantes (p. 165).

Les réactions photochimiques proprement dites commencent lorsque les molécules excitées (directement ou après transfert) ou les radicaux libres, réagissent avec les molécules voisines.

III. — ACTION BIOLOGIQUE DES U. V.

Avec les rayonnements non ionisants, il n'existe pas d'effet indirect (p. 167) car l'eau n'absorbe pas les longueurs d'onde supérieures à 185 nm.

1° Action des U. V. sur les acides nucléiques.

Les principales structures chimiques d'importance biologique contenant des chromophores sont les protéines et les acides nucléiques.

L'action sur les acides nucléiques est la plus importante en raison de leur rôle biologique majeur et de leur absorption élevée dans l'U. V.

a) **Principales lésions.** — L'absorption de l'ADN à 260 nm est le fait des bases. La structure chimique des pyrimidines les rend beaucoup plus sensibles à l'action des U. V. que les purines.

— Hydratation des pyrimidines :

La cytosine, par exemple, se transforme en hydrate de cytosine par ouverture de la liaison 5-6 et addition d'une molécule d'eau (fig. 93).

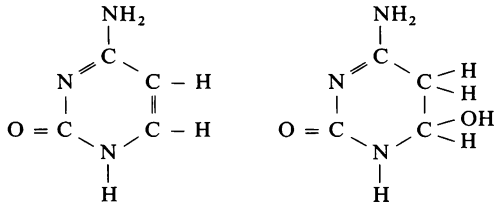


FIG. 93. — *Hydratation de la cytosine.*

Les hydrates de pyrimidine peuvent induire des changements de codage car il a été démontré *in vitro* que l'hydrate de cytosine code comme l'uracile ou la thymine.

— FORMATION DE DIMÈRES : deux bases adjacentes d'une même chaîne se trouvent liées par des liaisons de covalence avec formation, entre elles, d'un cycle cyclobutane (fig. 94).

Les dimères de thymine sont les plus fréquents.

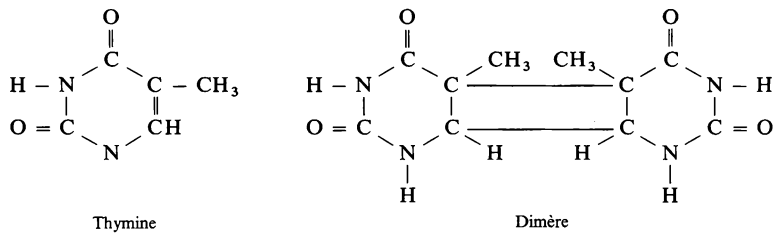


FIG. 94. — *Formation des dimères de thymine.*

La conséquence fonctionnelle de ces dimères est très importante s'ils ne sont pas réparés, car la réplication de l'ADN ne s'effectue pas à leur niveau.

— AUTRES TYPES DE LÉSIONS : les autres lésions des bases s'accompagnent, comme les précédentes, d'une modification locale de la structure secondaire des acides nucléiques qui entraîne la perte de leur activité biologique.

Les ruptures de chaînes sont plus rares que dans le cas des radiations ionisantes.

b) **Mécanismes de réparation.** — Dans les cellules, les mécanismes de réparation sont de nature enzymatique :

— *Réparation des dimères.* — Son mécanisme, démontré *in vitro*, semble être (fig. 95) :

— excision des dimères par des endonucléases,

— hydrolyse par des exonucléases des nucléotides lésés sur les bords de la brèche,

— insertion, par des polymérases, des nucléotides avec synthèse du segment de chaîne en prenant pour modèle la chaîne complémentaire intacte,

— après mise en place du dernier nucléotide, fermeture de la chaîne par des ligases.

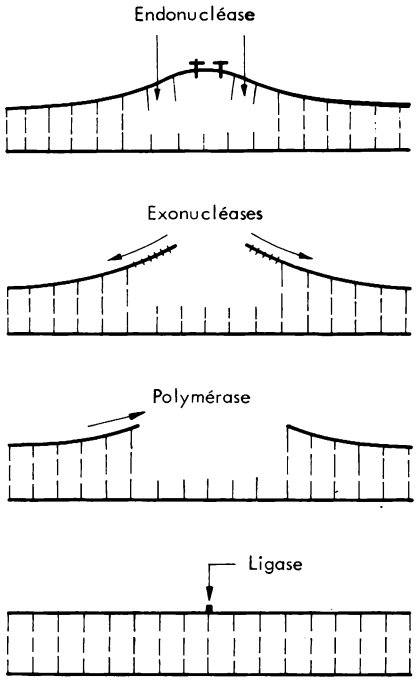


FIG. 95. — *Réparation enzymatique des dimères de Thymine* (TT).

— *Recombinaison.* — Au niveau d'un dimère non excisé, la réplication de la chaîne d'ADN (étape nécessaire avant toute division cellulaire) est interrompue laissant un trou dans la chaîne-fille. Sans très bien connaître le mécanisme, il est démontré que ces trous sont comblés par la recombinaison génétique (échange de segments d'ADN entre deux chaînes).

— *Photorestauration.* — Il existe dans les cellules (virus, bactéries, mammifères inférieurs) des enzymes de photorestauration qui activés par la lumière ($300 < \lambda < 500$ nm) monomérisent les dimères.

2° Action des U. V. sur les cellules.

Si les mécanismes d'absorption et les lésions provoquées par les rayonnements ionisants et non ionisants sont très différents, les conséquences fonctionnelles pour les cellules sont semblables : mort cellulaire, mutations.

Cependant quelques conséquences dues aux caractères propres des U. V. doivent être soulignées :

— *faible pouvoir pénétrant des U. V.* : ils ne peuvent *in vivo* avoir d'action que sur les tissus superficiels (peau et conjonctives) ;

— *sélectivité de l'absorption* : les lésions de l'ADN étudiées au paragraphe précédent ne concernaient que les U. V. de longueur d'onde comprise entre 200 et 300 nm.

Les U. V. de plus courte longueur d'onde sont absorbés par la surface des cellules avec coagulation de la membrane ; ils sont donc sans effet sur les structures intracellulaires. Les rayonnements de longueur d'onde plus grande n'ont que peu d'action sur les cellules.

La sélectivité d'absorption apparaît sur des photographies prises en « lumière U. V. » de longueur d'onde variable.

Aux courtes longueurs d'onde, la cellule apparaîtra uniformément noire (absorption par la membrane) ; aux longueurs d'onde intermédiaires ($200 < \lambda < 300$ nm) le noyau apparaît noir et le cytoplasme beaucoup plus clair (absorption faible par les protéines et les acides nucléiques cytoplasmiques) ; aux longueurs d'onde supérieures à 300 nm, l'absorption est faible et la cellule à peine visible.

— SPECTRE D'ACTION : l'efficacité d'une radiation est l'inverse de l'énergie nécessaire pour produire un effet donné (p. 182). Sa variation en fonction de la longueur d'onde s'appelle un *spectre d'action.*

Le spectre d'action d'un effet a la même forme que le spectre d'absorption du ou des chromophores de la molécule dont l'atteinte est responsable de cet effet. Ainsi, le spectre d'action de l'effet bactéricide, entre 250 et 270 nm, présente un maximum autour de 265 nm et la forme de la courbe ressemble beaucoup au spectre d'absorption des acides nucléiques. On en déduit donc

que pour tuer des bactéries, la cible principale des radiations est l'ADN. Ainsi le spectre d'action peut fournir une indication concernant la molécule dont la lésion est responsable de l'effet observé.

Principales lésions cellulaires

a) ***Mort cellulaire.*** — Les courbes de survie sont du même type que celles décrites pour les rayonnements ionisants et leur interprétation est tout à fait comparable. On peut tracer de telles courbes pour les virus, les bactéries, les eucaryotes et en particulier, les cellules de mammifères.

Rappelons qu'en raison du faible pouvoir de pénétration des U. V. les suspensions cellulaires irradiées doivent être minces et de faible concentration. De plus, en raison de la sélectivité de l'absorption, une courbe de survie doit être tracée pour un rayonnement monoénergétique.

— EFFET BACTÉRICIDE : le pouvoir bactéricide des U. V. justifie leur utilisation dans la stérilisation de certains locaux.

Les sources d'U. V. sont des lampes à vapeur de mercure à basse pression ; leur enveloppe est en quartz ou en verres spéciaux. La lumière émise est essentiellement constituée de photons de longueur d'onde : 253,7 nm (maximum d'absorption de l'ADN : 260 nm).

— CELLULES DE MAMMIFÈRES : d'une manière générale, les cellules peuvent supporter au moins mille fois plus de lésions U. V. que de lésions dues aux rayons X, sans doute parce que les lésions U. V. de l'ADN n'affectent le plus souvent qu'une seule chaîne.

Comme pour les radiations ionisantes, il existe une variation de la sensibilité cellulaire au cours du cycle.

b) ***Effets non létaux.*** — Les rayonnements non ionisants provoquent comme les rayonnements ionisants de nombreux effets métaboliques : retard ou une inhibition des mitoses, diminution de la synthèse des protéines et des acides nucléiques, diminution des échanges respiratoires.

c) ***Mutations*** (p. 189). — L'hydratation des bases ou la présence de dimères non réparés peuvent être une cause de mutation géniques.

Comme les rayonnements ionisants, les U. V. peuvent produire des aberrations chromosomiques. Le spectre d'action de ces aberrations fait attribuer une très grande part à la lésion des protéines.

CHAPITRE V

RADIOTHÉRAPIE

1° Problèmes généraux de la Radiothérapie.

Les effets des rayonnements sur les tissus ont pour principale application médicale, le traitement des tumeurs malignes. La radiothérapie a pour objet de réaliser la *destruction complète* de la tumeur ; la destruction doit être *sélective*, c'est-à-dire conserver la possibilité de cicatrisation des tissus sains voisins.

a) **La destruction complète** de la tumeur nécessite d'atteindre les doses élevées. La densité cellulaire d'une tumeur étant de l'ordre de 10^8 cellules par gramme, la masse tumorale représente couramment 10^{10} cellules. La dose qu'il faudrait théoriquement délivrer pour obtenir un taux de survie de 10^{-11} (quasi-certitude de n'avoir aucune cellule survivante) serait pour une irradiation unique de l'ordre de $25\ D_0$ (soit par exemple 3 250 rads si $D_0 = 130$ rads — p. 177).

L'expérience clinique montre que dans certains cas, une dose sensiblement inférieure peut être suffisante ; tout se passe comme si l'organisme pouvait prendre en charge l'élimination complète de la population lorsque son effectif est réduit au-dessous d'un certain nombre N_i : si par exemple $N_i = 10^4$, le taux de survie $\frac{10^4}{10^{11}} = 10^{-7}$ à atteindre est obtenu pour une dose $D = 16\ D_0$ (soit 2 100 rads avec $D_0 = 130$ rads).

Dans d'autres cas au contraire, des doses très élevées sont impuissantes ; ceci est en particulier le cas s'il existe une proportion même faible (10 % ou 1 %) de cellules anoxiques pour lesquelles la D_0 est environ 3 fois plus élevée que celle des cellules oxygénées.

b) **La sélectivité** est imposée par le fait que les doses tolérables par un organe sont relativement faibles (p. 210) : pour les reins, le poumon, le système nerveux central, environ 1 500 rads (en irradiation unique). En irradia-

tion totale, l'atteinte de la moelle hématopoïétique et du tube digestif entraîne la mort lorsque la dose dépasse 500 rads. Des doses plus élevées peuvent être acceptées si l'irradiation n'intéresse qu'une très petite partie de l'organe, mais une limite ne peut cependant pas être dépassée sous peine de provoquer une nécrose localisée qui peut être fatale.

La sélectivité est obtenue en utilisant une technique d'irradiation qui délivre une dose élevée à la totalité de la tumeur, tout en limitant le volume des tissus sains irradiés et la dose qu'ils reçoivent (balistique de l'irradiation) et en faisant intervenir certains phénomènes biologiques liés à la distribution de l'irradiation dans le temps.

2° Balistique de l'irradiation.

a) **Distribution de la dose dans un faisceau.** — La distribution de la dose dépend en premier lieu de la nature et de l'énergie E du rayonnement.

Pour un faisceau de RX ou γ (fig. 96) la diminution de la dose en profondeur est d'autant plus lente que l'énergie E est plus élevée (p. 120).

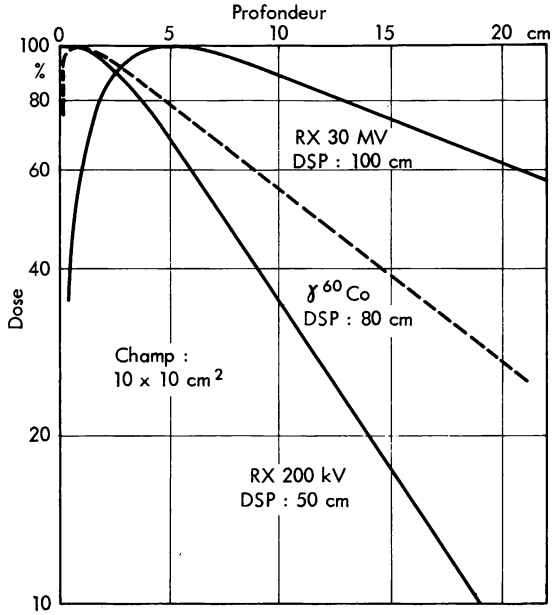


FIG. 96. — *Distribution de la dose en profondeur sur l'axe du faisceau pour des rayonnements X et γ de diverses énergies.*

Lorsque E atteint des valeurs élevées, on observe un phénomène supplémentaire qui est dû au long parcours R des électrons secondaires mis en mouvement par les photons :

R = 0,5 cm pour les γ de 1,25 MeV du ^{60}Co ; R = 2 à 6 cm pour les spectres de RX d'énergie maximale 10 à 40 MeV. Ces électrons, fortement dirigés vers l'avant, s'accumulent dans les premières couches du milieu et leur flux, donc la dose commence par augmenter sous la surface d'entrée avant de décroître en profondeur : cet *accroissement initial de la dose* « protège » la peau et les tissus superficiels.

Pour un faisceau d'électrons (fig. 97) la distribution de la dose est caractérisée par une diminution rapide au-delà de la moitié du parcours (p. 38).

Selon le siège de la tumeur on utilisera des RX de faible énergie ou des électrons (tumeur superficielle) ou des RX ou γ de grande énergie (tumeur profonde) ; en effet, pour une certaine dose que l'on désire délivrer à la tumeur profonde, la dose délivrée aux tissus situés en avant de la tumeur est plus faible si la diminution de la dose en profondeur est plus lente.

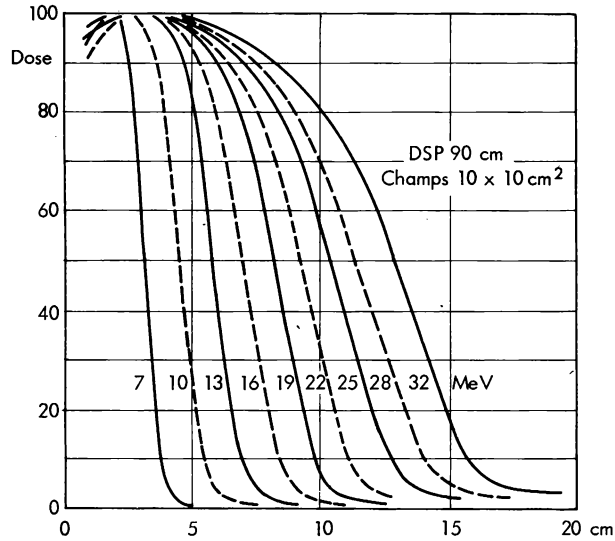


FIG. 97. — *Distribution de la dose en profondeur sur l'axe du faisceau pour des électrons de haute énergie produits par un accélérateur linéaire.*

La radiothérapie métabolique consiste à administrer un radioélément qui se concentre dans les tissus à détruire. Ses applications sont peu nombreuses (^{131}I dans les tumeurs différenciées de la thyroïde ; ^{32}P dans les hémopathies).

b) **Combinaison de faisceaux et Isodoses.** — La distribution de la dose dans le volume traversé par le ou les faisceaux est représentée par les *isodoses*, lieu des points où la dose a la même valeur (fig. 98).

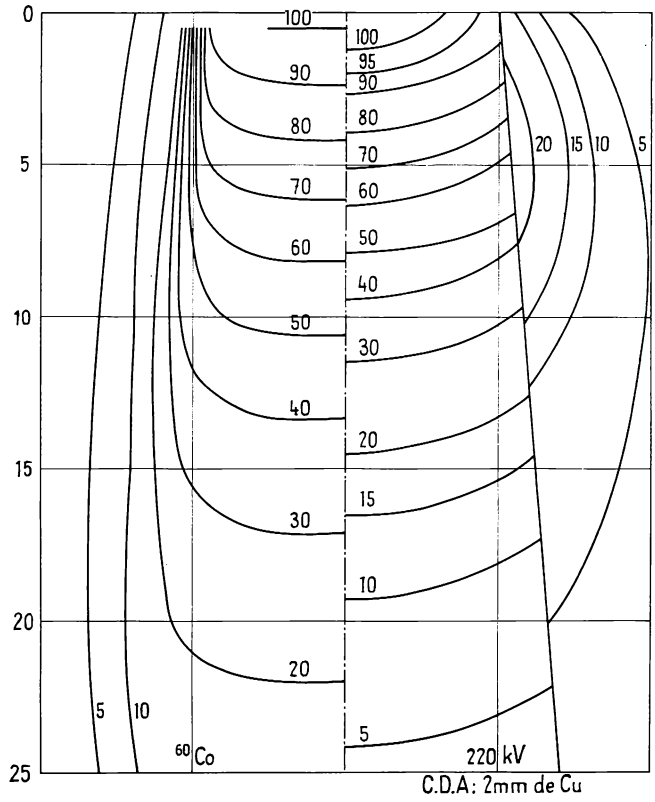


FIG. 98. — *Isodoses pour un faisceau de RX de 200 kV (à droite) et de γ de ^{60}Co (à gauche).*

— Surface du champ à la peau : 10 × 10 cm².
— La profondeur est exprimée en cm et les doses en % de la dose maximale.

Du fait de la décroissance de la dose en profondeur il est peu satisfaisant, même avec les photons de très haute énergie d'utiliser un seul faisceau pour traiter une tumeur profonde. Une plus grande sélectivité est obtenue avec plusieurs faisceaux concourants dont l'entrecroisement enveloppe le volume tumoral : feux croisés ou cyclothérapie (fig. 99).

Par ces procédés on peut délivrer à la tumeur une dose nettement supérieure à celle qui est délivrée aux autres tissus traversés par les faisceaux. Soit par exemple une tumeur située à 12 cm de profondeur irradiée par les γ du ^{60}Co : pour lui délivrer une dose de 100 rads avec un seul faisceau il faut délivrer 200 rads (fig. 98) au champ d'entrée ; avec 3 faisceaux concourants la dose à l'entrée de chaque faisceau est réduite à 70 rads.

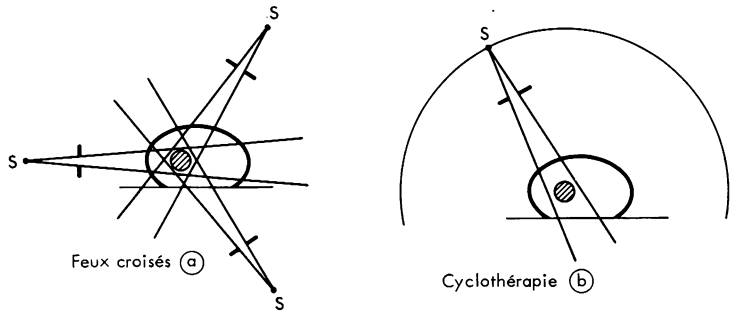


FIG. 99. — *Feux croisés et cyclothérapie.*

3° Distribution de la dose dans le temps.

L'expérience clinique a conduit à fractionner les irradiations en multiples séances réparties sur plusieurs semaines : par exemple 6 000 rads en 30 séances de 200 rads étalées sur 6 semaines.

L'irradiation est définie par trois paramètres :

la dose par séance D, le nombre N de séances (fractionnement) et l'intervalle i entre les séances ; la dose totale est $D_t = D \times N$ et la durée totale (étalement) du traitement $t = i(N - 1)$.

Le fractionnement et l'étalement de l'irradiation ont pour objet de protéger relativement les tissus sains et d'atteindre plus énergiquement la tumeur. Ils répondent essentiellement à trois phénomènes radiobiologiques :

a) **Restauration cellulaire.** — On a vu (p. 180) qu'entre deux séances certaines lésions peuvent se réparer. Si la restauration est plus importante dans un tissu A que dans un tissu B le fractionnement protège relativement le premier.

La possibilité d'un tel effet différentiel entre tissus sains et tumoraux n'est cependant pas démontrée.

b) **Repopulation.** — La multiplication des cellules survivantes qui se produit au cours d'une irradiation étalée dans le temps, tend à s'opposer à la déplétion provoquée par l'irradiation.

L'état final de la population cellulaire irradiée dépend de l'activité mitotique et l'étalement protège relativement le tissu dont la prolifération est la plus active (fig. 100).

Par exemple si on irradie une tumeur abdominale la multiplication cellulaire de la muqueuse digestive semble bien plus active que celle de la tumeur. Il semble en être de même pour la peau mais ceci n'est pas démontré pour tous les tissus sains.

Il doit exister un optimum dans l'intervalle i entre les séances car s'il était

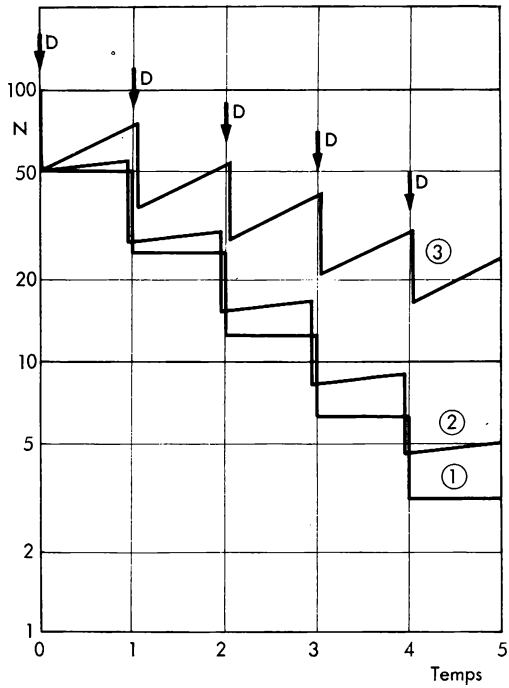


FIG. 100. — *Évolution de la population des cellules viables au cours d'une irradiation fractionnée.*

Les irradiations sont répétées à un intervalle de temps *i*.

On suppose sur la figure que chaque irradiation réduit à 50 % le nombre des cellules viables.

Les trois courbes correspondent à des taux de multiplication différents, en supposant un accroissement exponentiel :

1) pas de multiplication entre 2 séances,
2) une cellule sur 10 se divise entre 2 séances,
3) une cellule sur 2 se divise entre 2 séances.

La survie cellulaire à la fin de l'irradiation est d'autant plus élevée que la multiplication est plus rapide.

trop long la destruction tumorale provoquée par chaque séance serait annulée par la multiplication cellulaire dans l'intervalle entre deux séances. L'intervalle habituel de 1 à 2 jours utilisé en radiothérapie pour des séances de 200 à 300 rads est vraisemblablement voisin de cet optimum.

c) **Réoxygénation.** — Un autre effet important du fractionnement et de l'étalement de l'irradiation est la *réoxygénation des cellules tumorales anoxiques* qui se produit entre deux séances. Ce phénomène qui s'observe

dans les heures qui suivent l'irradiation est attribuée à un ralentissement de la consommation d'oxygène par les cellules atteintes ce qui laisse plus d'oxygène à la disposition des cellules initialement sous oxygénées ou à une migration des cellules anoxiques vers une région mieux oxygénée.

Les phénomènes radiobiologiques liés à la distribution de la dose dans le temps ont, avec la qualité balistique de l'irradiation, une importance capitale pour le succès du traitement. Un des objets de la radiobiologie est d'en analyser les mécanismes complexes et la cinétique.

CHAPITRE VI

DANGERS DES RADIATIONS ET PROTECTION

Les effets biologiques des radiations ont pour conséquence d'entraîner des risques pour les personnes qui, soit dans l'exercice de leur profession, soit à l'occasion d'examens ou de traitements, se trouvent soumises à une irradiation.

1° Nature des risques biologiques.

a) **Doses élevées.** — Des doses élevées de plusieurs milliers ou centaines de rads peuvent provoquer des accidents aigus, c'est-à-dire dont les conséquences sont observables quelques jours après l'irradiation (si les doses sont très élevées) plus généralement au bout de quelques semaines.

Les conséquences fonctionnelles ou vitales dépendent de la dose, de la nature et du volume des tissus intéressés. La mort peut être provoquée par une dose de l'ordre de 500 rads délivrée à la totalité du tube digestif (mort en quelques jours) ou à la totalité du système hémopoïétique (mort en quelques semaines). On appelle *dose létale 50 %* la dose qui entraîne la mort dans 50 % des cas. L'irradiation des poumons, des reins, à des doses de l'ordre de 1 500 rads entraîne leur destruction.

Des doses plus élevées sont nécessaires en radiothérapie (p. 203). Elles ne peuvent être tolérées que si les organes sensibles ne sont que partiellement irradiés de sorte que le tissu restant suffit à assurer la fonction. Des lésions sévères, par exemple de la peau ou des muqueuses, peuvent cicatriser spontanément ; mais les tissus cicatrisés conservent cependant des séquelles qui peuvent être à l'origine de complications tardives (nécrose - cancérisation).

La gravité des affections justiciables de radiothérapie à dose élevée fait accepter les risques du traitement ; on s'efforce cependant de réduire ceux-ci en améliorant la *sélectivité* (p. 203) de l'irradiation.

b) **Doses faibles.** — Des doses de quelques dizaines de rads ne provoquent pas de modifications cliniques ou biologiques immédiatement décelables sur les tissus sains, sauf chez l'embryon où des doses de quelques rads peuvent entraîner des conséquences graves sur le développement, en particulier du système nerveux central.

Les risques dominants pour les doses faibles sont *l'induction de leucémies*, risque lié à l'irradiation de tissus hémopoiétiques, et les *mutations génétiques*, risque de malformations dans la descendance, lié à l'irradiation des gonades mâles ou femelles.

Le risque est à peu près proportionnel à la dose reçue ; son évaluation est exprimée par la *dose doublante*, dose pour laquelle le risque lié à l'irradiation est égal au risque spontané (50 leucémies par an et par million d'habitants — 4 % d'anomalies génétiques à la naissance). Il est, dans les deux cas, de l'ordre de 50 rads. Ces risques se manifestent pour des doses qui peuvent être reçues dans certaines activités professionnelles et au cours des examens radiologiques.

2° Normes professionnelles.

Toute activité professionnelle comporte certains risques et, en milieu médical en particulier, le risque lié à l'utilisation des Rayons X et des isotopes radioactifs n'est qu'un aspect des risques généraux de la profession.

On a donc admis la notion d'une *dose admissible*, telle que le risque qui lui est associé soit acceptable devant les autres risques professionnels ou spontanés. Elle est fixée à une dose annuelle moyenne de *5 rads* (soit 100 millirads par semaine), c'est-à-dire que la dose totale accumulée à l'âge N (ans) ne doit pas dépasser 5 (N − 18) rads, 18 ans étant l'âge légal d'embauche.

La législation impose que toute personne professionnellement exposée soit soumise à un contrôle permanent de la dose reçue (dosimètres individuels). Dans les conditions professionnelles normales, la dose effectivement reçue peut être maintenue sensiblement au-dessous de la *dose admissible* si les conditions opérationnelles sont bien étudiées et constamment contrôlées.

3° Réduction des doses en radiodiagnostic.

Pour les malades exposés aux irradiations pour des raisons diagnostiques, la notion précédente de dose admissible n'a plus de sens. Le risque doit être comparé à celui qu'entraîne la méconnaissance ou l'imprécision du diagnostic et jugé en fonction de la valeur des informations attendues de l'examen. On peut considérer que pour un examen par les RX ou par les isotopes, dont l'indication est correcte, le risque lié à l'irradiation est acceptable.

Les doses délivrées par un examen radiologique ne sont pas généralement très élevées, mais leur réduction est souhaitable en raison de la répétition possible des examens chez un même sujet et, d'autre part, du grand nombre de sujets examinés (tableau I).

Tableau I. — CAUSES GÉNÉRALES D'IRRADIATION

Causes naturelles :

Rayonnement cosmique : *30 mrads/an.*
Rayonnement tellurique (radioactivité du sol et de l'air) : *50 mrads/an.*
Irradiation interne (essentiellement ^{40}K) : *20 mrads/an.*

Retombées radioactives (Essais nucléaires — Industrie nucléaire) : *2 mrads/an.*

Radiodiagnostic : 100 mrads/an.

Moyenne rapportée à l'ensemble de la population dans les pays à haut développement médical.

— Remarquer que cette cause d'irradiation est aussi importante que toutes les autres réunies. La consommation des actes radiologiques augmente de 10 % par an et cette augmentation nécessite de réduire les doses délivrées par chaque examen pour ne pas augmenter le niveau moyen d'irradiation de la population dont la valeur actuelle est considérée par les généticiens comme la limite acceptable.

L'ordre de grandeur des doses est indiqué dans le tableau II pour quelques examens courants.

La réduction des doses s'adresse essentiellement (fig. 101) :

— aux facteurs techniques concernant le faisceau de Rayons X et le détecteur,
— aux facteurs géométriques,
— aux facteurs quantitatifs.

a) **Facteurs techniques.** — L'obtention d'une image radiologique interprétable nécessite de délivrer au détecteur une certaine quantité de Rayons X exprimée par une dose D_d. Pour ceci, il faut délivrer à la surface d'entrée du sujet une dose D_e (plus élevée que D_d) et le volume traversé par le faisceau reçoit en chaque point une dose comprise entre D_e et D_d.

L'irradiation du sujet est d'autant plus réduite que la dose D_d nécessaire au détecteur est plus faible, c'est-à-dire que sa sensibilité est plus grande, et que la dose D_d est plus voisine de D_e, ce qui résulte d'une élévation de la tension.

b) **Facteurs géométriques.** — Un moyen simple, mais souvent négligé, de réduire l'irradiation du malade est de limiter au strict minimum la dimension du faisceau et de masquer les régions anatomiques sans intérêt pour le diagnostic, par des écrans protecteurs. Une lame de caoutchouc plombé suffit pour assurer une protection quasi parfaite des gonades (risque génétique).

c) **Facteurs quantitatifs.** — Le nombre de radiographies doit être limité au minimum nécessaire et la durée de la radioscopie, qui s'accompagne d'un débit de dose élevé (tableau II), doit être surveillée.

Toutes les précautions qui aboutissent à une réduction de la dose au malade entraînent parallèlement une réduction de la dose au personnel professionnellement exposé.

Dans les conditions normales de l'examen, le personnel n'est pas exposé au faisceau direct mais seulement au rayonnement diffusé dans la salle par

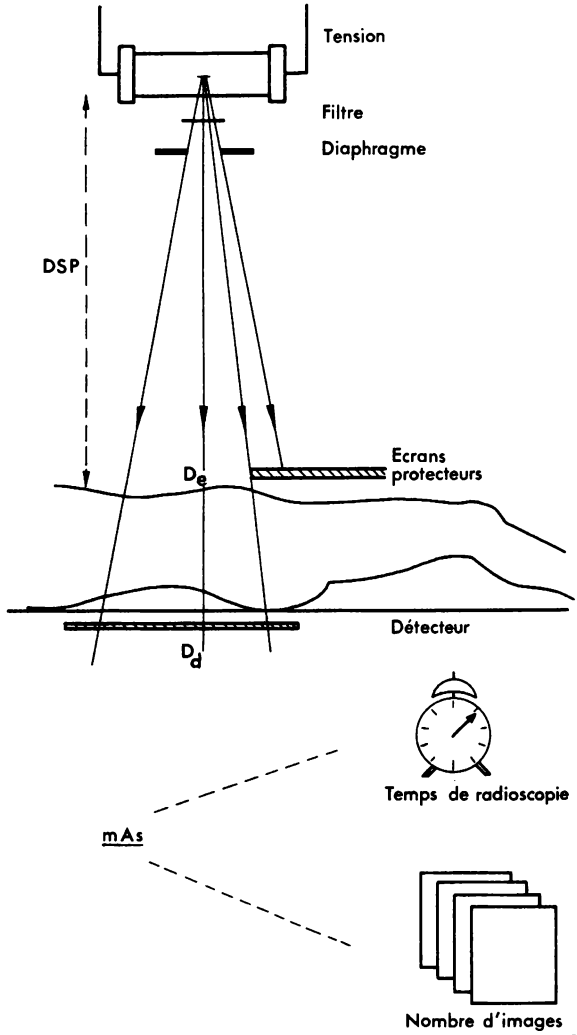


FIG. 101. — *Principaux facteurs intervenant dans la réduction de la dose délivrée au malade.*

Tableau II. — DOSES DÉLIVRÉES AU COURS D'EXAMENS RADIOLOGIQUES COURANTS (EN MILLIRADS)

Thorax de face

	Peau	Gonades (*)
Film standard	200	10 à 25
Radioscopie (30 secondes)	2 000 à 5 000	100 à 500
Radioscopie avec amplificateur de luminance	500 à 1 000	25 à 125

Abdomen de face

	Peau	Centre Abdomen	Ovaires supposés hors du faisceau (**)	Testicules supposés hors du faisceau (**)
Radiographie	550 à 2 000	200 à 1 000	5 à 200	0,5 à 50
Radioscopie (1 minute)	15 000	5 000	10 à 500	1 à 100
Radioscopie avec amplificateur de luminance	1 500	500	1 à 50	< 10

(*) Irradiées par rayonnement diffusé.
(**) Si les gonades sont dans le faisceau, les valeurs sont voisines des colonnes 1 (Testicules) et 2 (Ovaires).

le malade. L'émission du rayonnement diffusé est particulièrement intense dans la région du « champ d'entrée » du faisceau où la dose D_e est élevée, et l'on doit éviter de se tenir dans une région d'où l'on peut « voir le champ d'entrée » ; il faut remarquer que les faces latérales du sujet examiné appartiennent au « champ d'entrée » si le faisceau déborde les dimensions du sujet.

Si, pour certains examens, le personnel médical doit nécessairement se trouver au voisinage du sujet examiné, une protection parfaite est assurée par des tabliers et des gants de caoutchouc plombé ; dans les autres cas, il convient pendant la durée de l'émission des Rayons X de rester à l'abri d'un paravent plombé.

L'observation de ces principes simples de protection permet de réaliser les examens radiologiques dans des conditions qui garantissent une protection quasi parfaite du personnel et réduisent le risque encouru par le malade à un niveau infime par rapport au bénéfice qu'il retire de l'examen ; l'application de ces précautions est simple mais elle exige une attention constante.

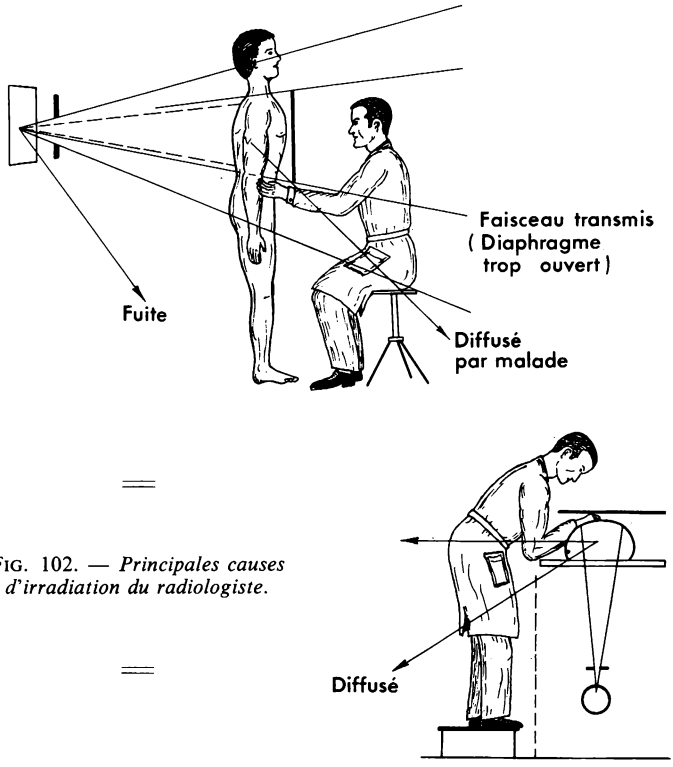


FIG. 102. — *Principales causes d'irradiation du radiologiste.*

APPENDICE I

DISTRIBUTION SPECTRALE

Considérons une population constituée d'un très grand nombre d'individus ou plus généralement un ensemble formé d'un grand nombre d'éléments ; à chacun de ces éléments, on associe une grandeur G caractéristique (par exemple, taille d'un homme, énergie d'un photon, vitesse d'une particule, etc...).

Cette grandeur G a bien entendu une valeur différente pour chaque élément de la population ; le « spectre » cherche à exprimer mathématiquement la notion intuitive de répartition de la grandeur G entre les divers individus : par exemple, il y a beaucoup d'hommes de taille moyenne, peu de très grands et de très petits.

1° Représentation graphique d'une distribution.

Pour une population de 1 million d'hommes, on aura, par exemple, 40 000 hommes mesurant entre 175 et 176 cm, 36 000 mesurant 176 à 177 cm, etc...

On peut représenter ceci graphiquement (fig. 103 *a*) et l'interprétation sera la suivante :

si on considère des « classes » de taille telles que $\Delta G = 1$ cm, on aura pour chaque classe un certain nombre ΔN_1, ΔN_2, ΔN_i, ... d'individus.

Le nombre total N d'individus est représenté par la somme de toutes les valeurs ΔN_i.

Au lieu d'exprimer ΔN dans chaque classe, en nombre d'individus, on pourra l'exprimer en fraction de la population totale (ici un million). On aura alors *normé* les valeurs de ΔN.

Cette méthode a cependant un grave défaut : l'allure de la représentation obtenue dépend de l'intervalle ΔG choisi, et ceci empêche une étude détaillée de la distribution.

Par exemple, divisons la population précédente en classes de taille de 0,5 cm : on aura alors 21 000 personnes entre 175 et 175,5 cm, et 19 000

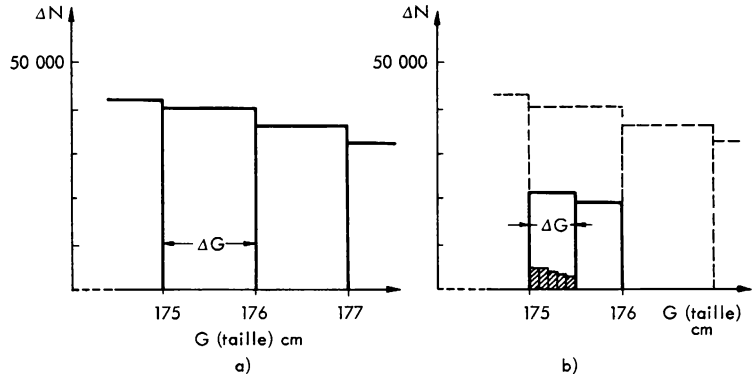


FIG. 103. — *Détail de la représentation de la répartition en tailles d'une population :*

a) en prenant $\Delta G = 1$ cm,
b) en prenant ΔG égal à 0,5 cm ou 0,1 cm.

entre 175,5 et 176 (fig. 103 *b*). On aura ainsi affiné la représentation (en augmentant le nombre de rectangles), mais en *l'aplatissant* : si on prenait des intervalles de 1 mm, on aurait des rectangles de hauteur moyenne 4 000 (en hachuré sur la fig. 103 *b*). A la limite, toutes les valeurs sont nulles et le diagramme se confond avec l'axe des abscisses lorsque ΔG tend vers 0.

2° *Spectre discontinu*
(Histogramme).

Pour éviter ceci, on va représenter en ordonnée, non pas le nombre ΔN_i, mais le rapport $\frac{\Delta N_i}{\Delta G}$. On aura ainsi pour des classes $\Delta G = 1$ cm, le schéma de la figure 104 *a*).

Puisque $\Delta G = 1$ cm, on retrouve exactement le schéma précédent (fig. 103 *a*), avec la même ordonnée. Cependant, la valeur ΔN_i est maintenant donnée non plus par la hauteur, mais par la *surface* du rectangle :

$$\left(\frac{\Delta N_i}{\Delta G} \cdot \Delta G\right)$$

Le nombre total N sera ainsi représenté par la *surface totale* comprise sous l'histogramme.

L'avantage de cette représentation apparaît si l'on change la largeur ΔG (donc le nombre) des classes. Reprenons l'exemple précédent, en considérant $\Delta G = 0{,}5$ cm (fig. 104 *b*).

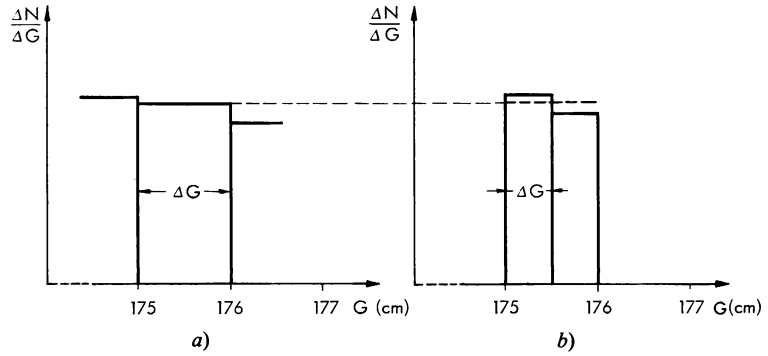


FIG. 104. — *Histogramme* (détail).

a) Histogramme obtenu pour $\Delta G = 1$ cm.
b) Histogramme obtenu pour $\Delta G = 0{,}5$ cm.

Le rectangle de gauche correspond à $\Delta N_1 = 21\,000$ (puisque $\frac{\Delta N_1}{\Delta G} = 42\,000$ et $\Delta G = 0{,}5$).

Le rectangle de droite correspond à $\Delta N_2 = 19\,000$ (puisque $\frac{\Delta N_2}{\Delta G} = 38\,000$ et $\Delta G = 0{,}5$).

3° *Spectre continu.*

Cette méthode permet de considérer des intervalles ΔG de plus en plus petits en multipliant le nombre d'échelons. On peut même, si le nombre total N est indéfiniment augmenté, considérer un nombre infiniment grand d'intervalles dG infiniment petits, contenant chacun dN éléments, on aura alors obtenu un *spectre continu* (fig. 105).

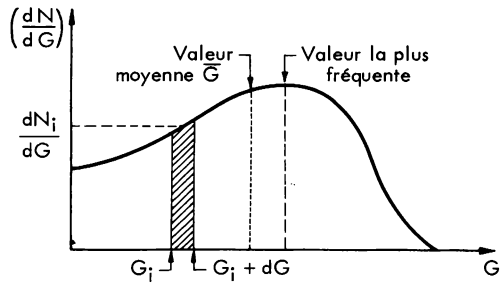


FIG. 105. — *Spectre continu d'une grandeur G.*

Le nombre dN_i d'éléments contenus dans l'intervalle élémentaire compris entre G_i et $(G_i + dG)$ est représenté par la surface élémentaire hachurée.

Le nombre N total est donné par la surface totale inscrite sous le graphe de $\frac{dN}{dG} = f(G)$.

Si l'on a normé les valeurs de ΔN en proportions de la valeur totale N, on aura en ordonnées $\left(\frac{dN}{N dG}\right)$.

Si N est très grand $\frac{dN}{N}$ tend à représenter une *probabilité* élémentaire dp, c'est-à-dire la probabilité qu'a un élément pris au hasard d'avoir une valeur comprise entre G et $G \pm dG$, et $\frac{dp}{dG}$ aura la signification d'une *densité de probabilité.*

D'autre part, on peut définir à partir du spectre une valeur moyenne $\overline{G}$.

Lorsque G ne peut prendre que des valeurs discrètes la moyenne est définie par :

$$\overline{G} = \Sigma P_i . G_i$$

où P_i représente, dans la population considérée, la fréquence relative de la valeur G_i, qui est très proche de la probabilité d'avoir la valeur G_i lorsque N est très grand.

Si G varie de façon continue, cette relation devient :

$$\overline{G} = \int_{G=0}^{G=\infty} G . \left(\frac{dp}{dG}\right) . dG$$

Cette intégrale peut être calculée si on connaît la fonction

$$\frac{dp}{dG} = f(G).$$

Il ne faut pas confondre cette valeur moyenne $\overline{G}$ avec la valeur la plus fréquente de G : les deux ne sont qu'exceptionnellement confondues (fig. 105).

4° Spectre en nombre et spectre en énergie.

Dans l'exemple choisi, nous avons considéré la taille des individus, et l'on a étudié un spectre en nombre $\left(\frac{dN}{dG}\right)$; cela n'aurait eu aucun sens d'ajouter les tailles (ou, par exemple, les âges) les uns aux autres.

Dans d'autres cas, les grandeurs G des éléments pris individuellement s'ajoutent, et la somme $\Gamma = \sum_0^\infty G . \Delta N$ a un sens physique : ce sera, par exemple, le capital d'une société si G représente la somme détenue par chaque actionnaire, ou bien ce qui nous intéresse davantage l'énergie totale $\mathscr{E}$ transportée par un faisceau de particules dont chacune possède l'énergie individuelle E_i.

Dans ces cas, on s'intéressera moins à la répartition entre les éléments

$$\frac{dN}{dE} = f(E)$$

qu'à la répartition de *l'énergie globale* transportée $\mathscr{E}$ entre les diverses énergies individuelles possibles : $\frac{d\mathscr{E}}{dE} = f(E).E$. C'est en effet l'énergie transportée qui représente le paramètre le plus important : lorsque l'on parle par exemple, d'un faisceau de haute énergie, cela signifie que la majeure partie de *l'énergie* est transportée par des particules d'énergie individuelle élevée ; le nombre de particules peu énergétiques est parfois important, mais il ne représente qu'une faible fraction de l'énergie transportée.

Prenons l'exemple de la répartition en énergie des électrons β émis par un corps radioactif (p. 79).

Le spectre de répartition du *nombre des électrons* en fonction de l'énergie individuelle T des électrons est donné sur la figure 106 *a*. La surface totale inscrite sous le spectre donne le nombre total N d'électrons.

Le spectre de répartition de *l'énergie* $\mathscr{E}$ *émise* en fonction de T est donné sur la figure 106 *b*. L'allure est assez différente : l'importance relative des électrons de faible énergie diminue ; celle des électrons de grande énergie augmente. La surface inscrite sous le spectre donne l'énergie totale émise $\mathscr{E}$.

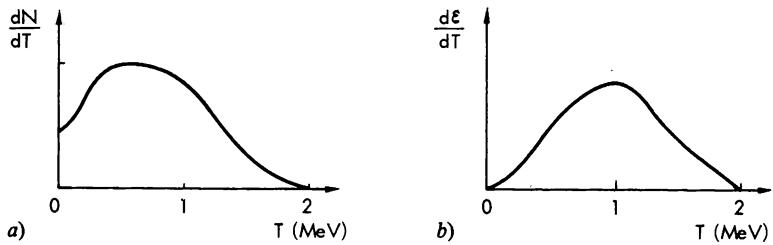


FIG. 106. — *Spectre continu schématique d'un faisceau d'électrons d'énergie maximale* $T_{max} = 2$ MeV.

a) Spectre en nombre d'électrons.
b) Spectre de répartition de l'énergie émise.

Le calcul permet de passer facilement d'une représentation à l'autre :

On a, en effet, pour les dN électrons d'énergie comprise entre T et T + dT

$$d\mathscr{E} = T.dN$$

et par suite

$$\frac{d\mathscr{E}}{dT} = T.\frac{dN}{dT}$$

Il suffit de multiplier les valeurs du spectre en nombre par l'abscisse correspondante pour construire le spectre en énergie.

APPENDICE II

LOGARITHMES. EXPONENTIELLES

I. — RAPPEL SUR LES LOGARITHMES

1° Définitions.

Un nombre A peut toujours être mis sous la forme $A = p^l$
(p étant un nombre positif quelconque),
l est le logarithme de base p du nombre A ($= \log_p A$).
Les bases usuelles sont *10* et $e = 2{,}718...$

$A = 10^a \Rightarrow a =$ logarithme décimal de A ($= \log A$) $\Rightarrow 10^{\log A} = A$
$A = e^\alpha \Rightarrow \alpha =$ logarithme népérien de A ($= \operatorname{Log} A$) $\Rightarrow e^{\operatorname{Log} A} = A$

2° Opérations sur les logarithmes.

Quelle que soit la base p	Exemple pour la base $p = 10$
$p^0 = 1$ d'où $\log_p 1 = 0$	
$\boxed{\log AB = \log A + \log B}$	$10^a . 10^b = 10^{a+b}$
$\log A^n = n . \log A$	$(10^a)^n = 10^{na}$
$\log \dfrac{A}{B} = \log A - \log B$	$\dfrac{10^a}{10^b} = 10^{a-b}$

3° Changement de base.

— Conversion log ⇔ Log

Posons $e = 10^m \Rightarrow m = \log e = 0{,}43429$

$A = 10^a = e^\alpha = (10^m)^\alpha$

$$a = m\alpha \Rightarrow \boxed{\log A = m.\mathrm{Log}\, A}$$

$\log A = 0{,}434...\ \mathrm{Log}\, A$ $\qquad$ $\mathrm{Log}\, A = 2{,}302...\ \log A$

— Système de base $p = 2$

On peut écrire $\qquad A = e^\alpha = 2^\beta$

Posons $\qquad 2 = e^\nu \qquad \nu = \mathrm{Log}\, 2$

On a $\qquad \alpha = \beta.\nu$

d'où
$$\beta = \frac{\alpha}{\mathrm{Log}\, 2} = \frac{\mathrm{Log}\, A}{\mathrm{Log}\, 2}$$

Nous verrons plus loin l'application de cette relation.

II. — FONCTION EXPONENTIELLE

Une grandeur y est une fonction exponentielle d'une variable x lorsque sa « vitesse de variation » (= dérivée) $\dfrac{dy}{dx}$ est proportionnelle à la grandeur y elle-même

$$\boxed{\frac{dy}{dx} = k.y} \qquad (1)$$

Cette loi de variation est observée pour de très nombreux phénomènes : par exemple, le nombre (dN) de cellules dont s'accroît une population de N cellules pendant l'intervalle de temps dt est (p. 192)

$$d\mathrm{N} = c.\mathrm{N}dt \qquad (c = \text{taux des divisions cellulaires}).$$

Pour de nombreuses grandeurs l'accroissement de la variable entraîne une diminution de la grandeur ; le coefficient k est alors négatif. Par exemple lorsqu'un faisceau de N photons traverse une lame matérielle d'épaisseur dx le nombre de photons qui subissent une interaction est proportionnel à N et la variation de N est (p. 49)

$$d\mathrm{N} = -\mu\mathrm{N}.dx \qquad (\mu = \text{coefficient d'atténuation}).$$

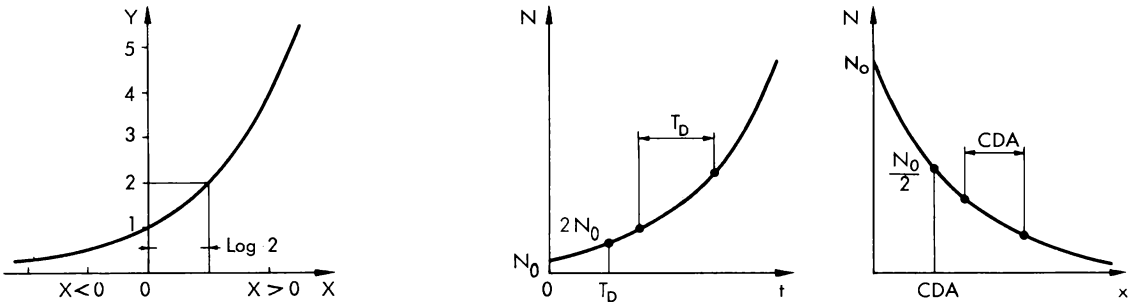


FIG. 107. — *Fonction exponentielle.*

FORME GÉNÉRALE

$$Y = e^X$$

$$Y \nearrow_1^{\infty} \text{ lorsque } X \nearrow_0^{+\infty}_{-\infty}$$

$$\frac{dY}{dX} = e^X = Y$$

Lorsque X est *augmenté* de Log 2, Y est *multiplié* par 2.

FORME PARTICULIÈRE

$$y = y_0 e^{kx}$$

$$\left(Y = \frac{y}{y_0} \text{ et } X = kx\right)$$

$$\frac{dy}{dx} = k y$$

Lorsque x est augmenté de $\frac{\text{Log } 2}{k}$, y est multiplié par 2 si $k > 0$, divisé par 2 si $k < 0$.

EXEMPLES

$k > 0$

Exponentielle croissante

MULTIPLICATION CELLULAIRE

$$N = N_0 e^{ct}$$

$$N \nearrow_{N_0}^{\infty} \text{ lorsque } t \nearrow_0^{\infty}$$

Temps de doublement

$$T_0 = \frac{\text{Log } 2}{c}$$

$k < 0$

Exponentielle décroissante

ATTÉNUATION DES PHOTONS

$$N = N_0 e^{-\mu x}$$

$$N \searrow_0^{N_0} \text{ lorsque } x \nearrow_0^{\infty}$$

Couche de demi-atténuation

$$\text{CDA} = \frac{\text{Log } 2}{\mu}$$

La fonction y qui satisfait l'équation différentielle (1) est :

$$\boxed{y = y_0 . e^{kx}}$$

qui peut s'écrire

$$\boxed{\text{Log} \frac{y}{y_0} = kx} \qquad (2)$$

ou

$$\boxed{log \frac{y}{y_0} = mkx} \qquad (3)$$

— **Représentation de l'exponentielle croissante sous la forme 2^n.** — Soit l'exponentielle croissante $y = y_0 . e^{ax}$ $(a > 0)$.

D'après ce que nous avons vu plus haut

$$\left[A = e^{\alpha} = 2^{\beta} \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{\alpha}{\text{Log } 2} \right]$$

on peut écrire

$$y = y_0 . 2^{\frac{ax}{\text{Log } 2}}$$

$\frac{\text{Log } 2}{a}$ représente la valeur particulière de x, désignée par $x_{(2)}$ pour laquelle $y = 2y_0$.

On a $\qquad y = y_0 . 2^n \quad$ avec $\quad n = \frac{a}{\text{Log } 2} . x = \frac{x}{x_{(2)}}$

Cette relation permet un *calcul rapide* de $\frac{y}{y_0}$ pour n entier ou un *calcul approché* pour n quelconque.

Par exemple, le nombre N de cellules d'une population en croissance exponentielle (p. 192) est en fonction du temps t, exprimé par une relation de la forme

$$N = N_0 e^{ct}$$

$T_D = \frac{\text{Log } 2}{c}$ est le *temps de doublement.*

On peut écrire

$$N = N_0 . 2^n \quad \text{avec} \quad n = \frac{t}{T_D}$$

n exprime le temps t mesuré en prenant pour unité le temps de doublement T_D

n	1	2	3	...	7	....	10
$\frac{N}{N_0}$	2	4	8		128		1 024

— **Représentation de l'exponentielle décroissante sous la forme** $\left(\frac{1}{2}\right)^n$.

— L'exponentielle décroissante $y = y_0.e^{-ax} (a > 0)$ peut être mise sous la forme

$$\frac{y}{y_0} = \frac{1}{e^{ax}} = \frac{1}{2^{\frac{ax}{\text{Log } 2}}} = \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{ax}{\text{Log } 2}}$$

$\frac{\text{Log } 2}{a}$ représente la valeur particulière de x, désignée par $x_{(1/2)}$, pour laquelle $y = \frac{1}{2} y_0$.

Par exemple, la décroissance radioactive (p. 76) est exprimée en fonction du temps par une relation de la forme

$$N = N_0.e^{-\lambda t}$$

où λ est la constante radioactive, $T = \frac{\text{Log } 2}{\lambda}$ est la période.

On peut écrire

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{1}{2}\right)^n \quad \text{avec} \quad n = \frac{t}{T}$$

n exprime le temps t mesuré en prenant pour unité la période T.

III. — REPRÉSENTATION GRAPHIQUE DE LA FONCTION EXPONENTIELLE

La fonction $\frac{y}{y_0} = e^{kx}$ est une fonction rapidement croissante (si k positif) ou décroissante (si k négatif).

De ce fait, la représentation graphique en *coordonnées linéaires* (fig. 107) conduit rapidement, lorsque x augmente, à des valeurs de y trop grandes ou trop faibles pour pouvoir être lues sur la courbe. Il est plus commode de considérer l'équation équivalente :

$$\log \frac{y}{y_0} = m.kx \tag{3}$$

Tableau I. — VALEURS NUMÉRIQUES DE L'EXPONENTIELLE

x	e^x	10^x	e^{-x}	10^{-x}
0	1	1	1	1
0,01	1,010	1,023	0,990	0,977 } (*)
0,02	1,020	1,047	0,980	0,955 }
0,05	1,051	1,122	0,951	0,891
0,1	1,105	1,259	0,905	0,794
0,2	1,221	1,585	0,819	0,631
0,301	—	2,00	—	0,5
0,5	1,649	3,162	0,607	0,316
0,693	2,000	—	0.500	—
0,699	—	5	—	0,2
1	2,718	10	0,368	0,1
2	7,389	100	0,135	0,01
3	20,086	1 000	0,050	0,001
4	54,598	....	0,018	....
5	148,410	....	0,007	....

(*) Lorsque x est petit

$$e^x \simeq 1 + x \qquad 10^x \simeq 1 + 2{,}302\,x$$
$$e^{-x} \simeq 1 - x \qquad 10^{-x} \simeq 1 - 2{,}302\,x$$

La représentation graphique de $\log \frac{y}{y_0}$ en fonction de x est une droite de pente $m.k.$

Cette représentation peut être faite sur *papier millimétré ordinaire* qui permet de lire facilement la valeur de $\log \frac{y}{y_0}$ correspondant à une valeur donnée de x (ou inversement) (fig. 108).

L'inconvénient est que, pour en déduire la valeur correspondante de $\frac{y}{y_0}$, à *laquelle on s'intéresse finalement*, une table de logarithmes doit être utilisée. Cette dernière opération est évitée si sur l'axe des ordonnées on associe, à *l'échelle des logarithmes*, *l'échelle des nombres* correspondants :

c'est ce que réalise le papier semi-logarithmique (fig. 109).

La graduation qui s'étend entre deux valeurs entières du logarithme (par exemple 0 à -1, -1 à -2...) constitue un *module*. La graduation se répète identique d'un module à l'autre : par exemple, la différence des logarithmes des nombres 1 et 0,8 (0 et $-0{,}097$) est la même que la différence des logarithmes des nombres 0,1 et 0,08 (-1 et $-1{,}097$). On peut choisir arbitrairement le module où débute l'échelle mais les autres valeurs de l'échelle sont alors fixées par la réglure du papier.

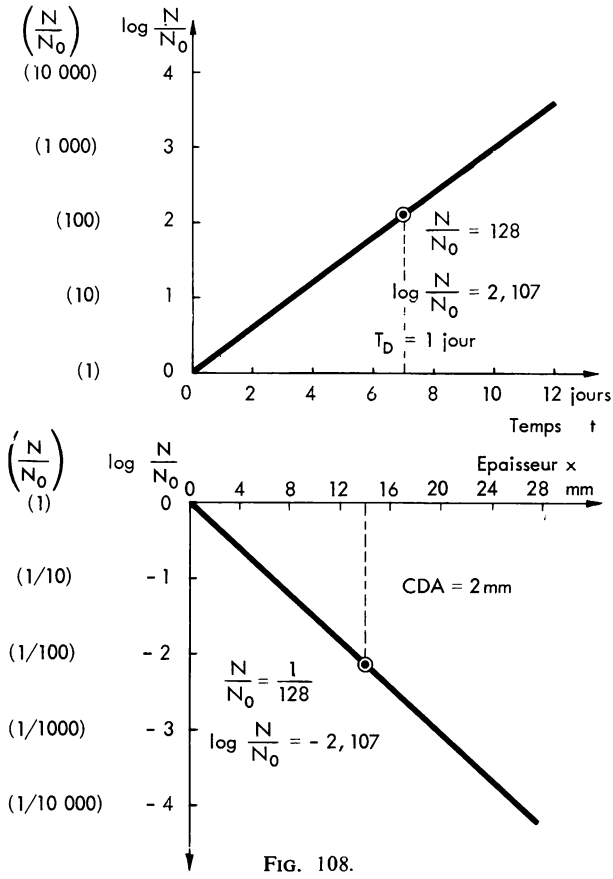


FIG. 108.

La feuille de papier peut être réglée avec un nombre plus ou moins grand de modules et une dimension plus ou moins grande des modules ; le type de papier est choisi en fonction de l'amplitude de variation que l'on veut représenter (par exemple, trois modules pour une variation de 1 à 1/1 000).

On peut au lieu de $\log \frac{y}{y_0} = mkx$, représenter $\log y = \log y_0 + mkx$.

La courbe représentative de $\log y$ en fonction de x est une droite de pente mk $\left(\text{comme la courbe représentative de } \log \frac{y}{y_0}\right)$; la pente est la même quel que soit y_0. L'ordonnée à l'origine de la courbe est $\log y_0$. Un changement dans la valeur initiale de y_0 se traduit par une translation de la courbe selon l'axe des ordonnées : par exemple si y_0 est multiplié par 100 la courbe est déplacée de deux modules vers le haut, ou ce qui revient au même, l'échelle des ordon-

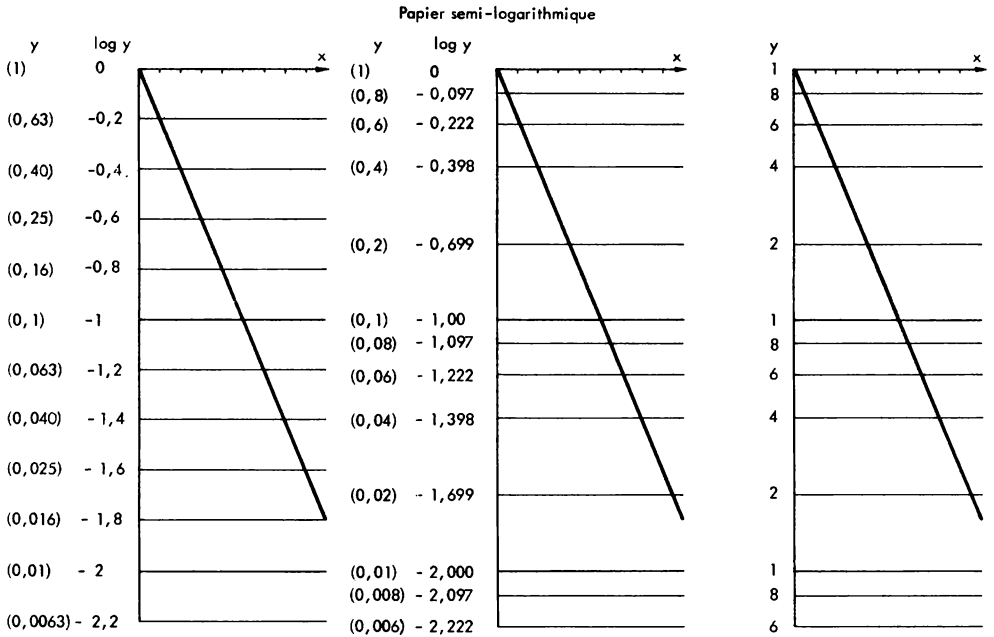


FIG. 109.

1) A l'échelle des valeurs des log y sur l'axe des ordonnées, on associe les valeurs correspondantes des nombres y.

2) Pour faciliter la lecture de y, les lignes qui sont tracées correspondent à des valeurs simples de y.

3) L'indication de la valeur des logarithmes qui a peu d'utilité est supprimée.

nées est déplacée de deux modules vers le bas. Il faut remarquer que l'échelle des ordonnées est *virtuellement infinie* vers le haut ($y \to \infty$) et vers le bas ($y \to 0$) ; le papier ne représente qu'une fraction de cette échelle.

IV. — PAPIER LOG-LOG

Pour représenter une fonction du type $y = x^n$ (par exemple, coefficient de l'effet photo-électrique $\tau = c.E^{-3}$ — (p. 50), le papier millimétré est peu commode car la variation très rapide de y en fonction de x ne permet une lecture correcte que dans un domaine très étroit. Cette fonction est équivalente à $\log y = n \log x$.

Si $\log y$ est porté en ordonnée et $\log x$ en abscisse, la représentation en coordonnées linéaires est une droite de pente n. Pour les mêmes raisons que précédemment, on fait correspondre à chaque échelle ($\log y$ en ordonnée et $\log x$ en abscisse), une échelle des nombres (y et x) et le papier est réglé pour que les lignes correspondent à des valeurs *simples* de ces nombres (fig. 110).

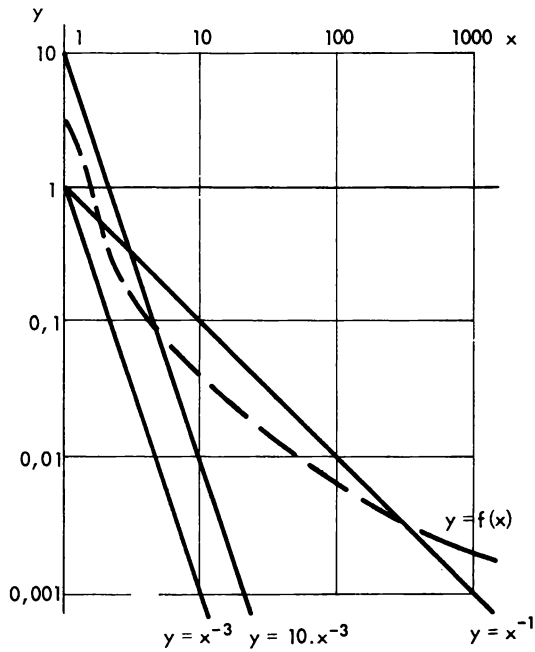


FIG. 110.

V. — UTILISATION GÉNÉRALE DU PAPIER SEMI-LOG (OU LOG-LOG)

L'utilisation du papier semi-log est particulièrement commode pour la représentation d'une fonction du type $\frac{y}{y_0} = e^{kx}$ car la courbe représentative est une *droite*. Elle peut être commode pour d'autres fonctions dont la représentation graphique ne conduit pas à une droite (exemples fig. 15-50-54-79-89-96).

De façon générale si on veut représenter un grand domaine de variation d'une grandeur (par exemple de 1 à 10^{-3}) avec une précision relative constante, on a intérêt à utiliser une échelle logarithmique. Selon le type de relation entre la grandeur en ordonnée et la variable en abscisse, on utilisera une échelle logarithmique et une échelle linéaire (papier semi-log) ou deux échelles logarithmiques (papier log-log) (exemple, fig. 10-16-17-44).

INDEX ALPHABÉTIQUE

A

Absorption (Coeff. d'), *54*, 107.
Activité, *73*.
— massique, 141.
Activimètre, 95.
Adaptation, 129.
Alpha (α). Particules α, 41, 78, 183.
Analyse.
— par activation, 138.
— par dèplacement, 137.
— par saturation, 136.
Annihilation, *8*, 47.
Anode tournante, 67.
Atténuation (Coefficients), 44, *48*, 53, 116.
Atome gramme (voir Masse atomique).
AUGER (Effet), 22, *25*.
— Électron, 47.
Auto-histo-radiographie, 101, 183.
AVOGADRO (Nombre d'), *4*.

B

Béta (β), 78, 80.
— voir électrons.
BOHR (Atome de), 18.
BRAGG (Courbe de), 42.
Bremsstrahlung (voir Freinage).

C

Caméra (à scintillations), 153.
Cavité, 104.
Charge (nombre de), *14*.
Cible cellulaire, 178.
— (Tube RX), 66.
Cinéscintigraphie, 161.
Cinétique cellulaire, 191.
— compartimentale, 141.
Clearance, 145.
Clonage, 175.
Coefficient (voir au phénomène considéré).
Collimateur, 92, 152, 158.
Collision, *34*.
Compartiment, 146.
Comptage, 86.
— externe, *91*, 121.
Compteur
— Geiger MÜLLER, 94.
— proportionnel, 94.
— à scintillations, 96.
COMPTON (Effet), *45*.
— (Coefficient), 49.
Constantes, 4.
— d'écran, 22.
— radioactive, *72*.
Contraste, 123, 128, 130.
Conversion interne, 82.
Couche de demi-atténuation (CDA), 107, *116*, 118.
Couches orbitaires, 18.
Croissance cellulaire, 193, 207.
Curie, *73*.
Cycle cellulaire, 183.

D

D_0, 177.
Décroissance radioactive, *75*.
Delta (δ) (voir élection δ).
Dématérialisation (voir Annihilation).
Densité linéique (des ionisations), *40*.
Densité optique, 128.
Deuton, 41.
Désintégration, *73*, 78, 88.
— (Schémas de), 82.
Diffusion (Coeff. de), *54*.
— (Volume de), 141.
Discriminateur, 98.
Dose (absorbée), *103*, 214.
— admissible, 211.
— (débit de), 104.
— doublante, 211.

— létale, 509, 210.
Doublement (temps de), 192, *224*.
DUANE et HUNT (Relation de), *11*.

E

Écart type (σ), 89.
Écran (radioscopique), 127.
— (constante d'), 22.
— (renforçateur d'), 128.
— (protecteur d'), 213.
Efficacité biologique relative (E. B. R.), 182.
Électron, *7*.
(Électron) δ, *39*.
— secondaire, *44*.
— aqueux, 168.
Électron-Volt (eV), *6*.
Embranchement (radioactif), 82.
Énergie de liaison, *15*, 17, 70.
— (moyenne) d'ionisation, 27, *40*.
Équilibre électronique, 106.
— dynamique, 142.
Excitation, *23*.
Exposition, *108*.

F

Faisceau RX et γ, 112, 205.
Fenêtre, *99*.
Filiation radioactive, *77*, 139.
Film radiographique, 127.
Filtration, 118, 213.
Fission, 42, 71.
Fixation (courbes de), 147.
Flou.
— cinétique, 132.
— de détecteur, 132.
— de foyer, 130.
— géométrique, 156.
— statistique, 157.
Fluorescence, *23*.
— (Photons de), 26, *47*, 58.
Fluence, *102*.
Flux, 68, 102.
Freinage (rayonnement de), *36*.
Fonction de dispersion linéique, 157.
Fusion, 71.

G

G (voir Rendement radiochimique).
Gamma (γ), 81.
Grille antidiffusante, 133.
— collimatrice, 154.

I

Isobare, *70*.
Isodoses (courbes), 205.
Isotope, *69*.
Image radiante, 123.
— scintigraphique (v. scintigraphie).
Ionisation, *22*.
— (énergie moyenne d'), 27, *40*.
— (chambre d'), *94*.
Isomère, *71*.

K

Kerma, *106*.

L

Loi de l'inverse du carré de la distance, *113*.
Longueur d'onde, *9*.
Luminance, 129.

M

Masse (atomique), *4*.
— (coefficient massique), 107, 116.
— (défaut de), *16*, 70.
— (nombre de), *14*, 69.
— (surfacique), *53*, 116.
Matérialisation, 8, *47*.
— (Coefficient de), 51.
Mitose marquée, 184, 192.
— (retard à la), 189.
Mort cellulaire, 175, 202.
MONTE-CARLO (Méthode de), 119.
MOSELEY, *22*.
Mouvement propre, *90*.
Marquage, marqueur, 99, 135, 151, 184, 187.

N

Neutrino, *8*, 80.
Neutron, *8*, 183.
Nombre inducteur, 175.
— (d'extrapolation), 177.
Noyau, 14.

Nucléon, *7*, 69.
Nuclide, *69*.
Numéro atomique, *14*, 69.

O

Oxygène (Effet), 169, 182, 208.

P

Paire, 8.
Parcours, *38*, 107.
Période, *75*, 225.
— biologique, 139, 144.
— effective, 139.
Photoélectrique (Effet), *45*.
— (coefficient), *50*.
Photomultiplicateur, *97*.
Photon, *11*.
— d'annihilation, *47*.
— de fluorescence, *47*.
— primaire, 114.
— secondaire ou diffusé, *44*, 114.
Pool, 141.
Posit(r)on, *7*.
Population cellulaire, 192.
Pouvoir d'arrêt, *34*, 36.
Prolifération (coefficient de), 191.
Proton, *8*, 41.

R

Radical libre, *165*.
Radioprotecteurs, 169.
Radioscopie, 127, 129, 214.
Radiosensibilité, 177, 181, 188.
Raies, 26, *58*.
Rayons X.
— Flux énergétique, *68*.
— Spectre de, *58*, 62.
Rendement.
— de détection, *87*.
— d'émission X, *68*.
— d'extraction, 137.
— radiochimique (G), 166.
Renouvellement, 143, 194.
Restauration (ou réparation), 180, 200, 207.
Rétrodiffusion, 120.
Röntgen (R), *109*.
Rupture de chaîne, 172.

S

Scanning (voir scintigraphie).
Scintigraphie, 152.
Scintillateur, 97, 152.
Spectre, *216*.
— des β, 79.
— des RX, 58, 62.
— des UV, 197, 201.
Statistique (fluctuation), *88*.
— (flou), 157.
Steady state (voir Équilibre dynamique).
STEWART-HAMILTON (équation de), 150.
Survie (courbes de), 175.

T

T. E. L. (transfert linéique d'énergie), *40*, 168, 183.
Tomographie, 133.
Traceur, 135.
Tube à rayons X, *57*, 63.
Turnover (voir Renouvellement).

U

u. m. a., *4*.
Unité, *4*.

MASSON ET Cie, ÉDITEURS
120, Boul. St-Germain, PARIS VIe
Dépot légal : 4e trim. 1972

Imprimé
en France

Photocomposition
IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A.
LAVAL (Mayenne)
N° 6473 — 10-1972

Impression
IMPRIMERIE HÉRISSEY (27)
N° 12835

ISBN : 2-225 35563-0